PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. | 1. September 1902. | 3. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 24 am 3. September 1902.

INHALT.

Originalmitteilungen:
C. Forch, Über die Wärmetönung von festem und flüssigem Naphtalin in verschiedenen Lösungsmitteln. S. 537.
P. Konen, Spektra der Entladungen in Flüssigkeiten. S. 537.
Mitteilungen aus dem Physikalischen Institute der Universität Pisa. No. 12: A. Battelli und L. Magri, Über oszillatorische Entladungen (I. Teil). S. 539.
N. Hehl, Über die Dimensionen der Gebilde an der Kathode. S. 547.
W. Seitz, Abhängigkeit der Absorption, welche Kathodenstrahlen in einem dünnen Blättchen erleiden, vom Entladungspotential. S. 552.
J. J. T. Chabot, Über den Durchgang des elektrischen Stromes durch ein gasförmiges Medium im Felde rotierender Magnete. S. 553.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
H. Meldau, Die Kompensation des Schiffskompasses. S. 554.
Besprechungen:
Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. S. 558.
H. Crew und R. R. Tatnall, Ein Laboratoriumshandbuch der Physik. S. 558.
J. H. van't Hoff, Vorlesungen über theoretische und physikalische Chemie. S. 559.
Tagesereignisse. S. 559.
Personalien. S. 560.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Wärmetönung von festem und flüssigem Naphtalin in verschiedenen Lösungsmitteln.

Von Carl Forch.

Nachdem Vorversuche ergeben hatten, dass die Lösungswärme von Naphtalin in Schwefelkohlenstoff bei Zimmertemperatur von der Konzentration der entstehenden Lösung in weiten Grenzen (von 1/2 Proz. bis 14 Proz.) so gut wie unabhängig ist, und ihr zahlenmässiger Betrag bis auf die den vorläufigen Versuchen anhaftenden Beobachtungsfehler mit den von Alluard[1]) und Pickering[2]) angegebenen Werten der Schmelzwärme des Naphtalins übereinstimmt, entstand von selbst die weitere Frage, ob beim Vermischen von flüssigem Naphtalin mit beliebigen organischen Lösungsmitteln noch eine Wärmetönung auftrete.

Als Kalorimeter diente ein unten geschlossenes Stück Messingrohr. In dem doppelt durchbohrten Verschlusskork sass neben dem Thermometer ein dünnwandiges unten geschlossenes Glasröhrchen, welches das Naphtalin enthielt. Nachdem der Wärmeaustausch zwischen dem Lösungsmittel und dem Naphtalin eingetreten war, erfolgte die Mischung, indem das Glasrohr durch Aufstossen gegen den Boden des Kalorimeters zertrümmert wurde. Das letztere befand sich in einem Becherglas, das als Luftmantel diente. Dieses stand seinerseits wieder in einem entsprechend temperierten Wasserbad. Es liess sich so bei einfachen Hilfsmitteln eine genügende Temperaturkonstanz leicht erreichen. — Der Wasserwert des Kalorimeters samt Thermometer und Glasröhrchen betrug etwa 6,5 bis 7 g Kal.

Als Lösungsmittel wurden wegen ihres relativ hohen Siedepunktes Toluol und Amylacetat gewählt.

1) Lieb. Ann. **113**, 150, 1860; Fortschr. d. Phys. 1859.
2) Proc. Roy. Soc. **49**, 11, 1891; Fortschr. d. Phys. 1891.

Versuche.

In	wurde gelöst:	Anfangs- Temperatur	End- Temperatur	Temperaturänderung für je 1 g Naphtalin
Toluol 23,3 g	Naphtalin 2,7 g fest	74,0°	67,5°	−2,40°
	weitere 3,3 g fest	71,5°	63,7°	−2,36°
Amylacetat 21,3 g	2,5 g fest	73,5°	68,0°	−2,2°
	weitere 1,9 g fest	78,5°	74,5°	−2,1°
Amylacetat 20,5 g	3,2 g flüssig	81,0°	80,2°	−0,25°
	weitere 3,4 g flüssig	82,3°	81,4°	−0,26°
	3,1 „ „	80,8°	79,7°	−0,35°
Toluol 26,9 g	2,5 g flüssig	81,3°	81,0°	−0,12°
	weitere 3,4 g flüssig	80,0°	79,8°	−0,06°
	3,1 „ „	85,2°	85,4°	+0,06°

Während bei der Lösung von flüssigem Naphtalin in Amylacetat noch eine merkliche Wärmetönung auftritt, ist dieselbe für die Lösung in Toluol fast ganz verschwunden. — Eingehendere, bereits begonnene Versuche sollen die Frage entscheiden, ob bei verschiedenen Lösungsmitteln ein Unterschied in der Wärmetönung für Naphtalin, wie er in den vorstehenden Zahlen angedeutet ist, auftritt.

Darmstadt, phys. Inst. d. Tech. Hochschule.

(Eingegangen 31. Juli 1902.)

Spektra der Entladungen in Flüssigkeiten.

Von P. Konen.

Die Spektra, die auftreten, wenn Entladungen durch Flüssigkeiten gehen, sind wiederholt[1]),

1) Vergl. Kayser, Handbuch der Spektroskopie **1**, 172.

ebenso wie die dabei auftretenden chemischen Vorgänge[1]) geprüft worden, ohne dass jedoch eingehendere oder ins Ultraviolett reichende Untersuchungen ausgeführt worden waren. Nur für Funkenentladungen zwischen Metallelektroden liegen die merkwürdigen Ergebnisse vor, die von Wilsing[2]) und in neuester Zeit von Hale[3]) und Lockyer[4]) erzielt wurden. Die beiden letzten Arbeiten lernte ich erst nach Beendigung der meinigen kennen.

Untersucht wurden die Spektra, die auftreten, entweder wenn man den Bogen zwischen Metall- oder Kohleelektroden in verschiedenartigen Flüssigkeiten brennen lässt, oder wenn Büschelentladungen, oder endlich, wenn Funkenentladungen in Flüssigkeiten erzeugt werden.

Den Ausgangspunkt bildete die Absicht, ein bequemes Hilfsmittel zur Erzeugung lichtstarker Bandenspektren ausfindig zu machen und zu prüfen, ob die Methode der Flüssigkeitsentladungen in Fragen, die die Herkunft der Bandenspektren betreffen, verwendbarer sei, als die bisher benutzten Entladungen in Geisslerröhren oder in Gasen von Atmosphärendruck. Nach beiden Richtungen erfüllte die Methode nur teilweise die Hoffnungen, die man a priori auf sie setzen könnte.

Die entstehenden Spektren wurden mit einem kleinen Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Krümmungsradius auf Films photographiert.

Als Lichtquelle diente zunächst der Bogen, den man zwischen Metallelektroden oder reinen oder präparierten Kohleelektroden in Flüssigkeiten hervorrufen kann. Als solche dienten: destilliertes Wasser, Salzlösungen verschiedener Konzentration und Zusammensetzung, Ammoniak, verdünnte Säuren, Alkohol, Terpentinöl, Tetrachlorkohlenstoff, Anilin, Petroleum, Glycerin, Schwefelkohlenstoff, Benzol.

Neue Bandenspektren wurden nicht beobachtet. Neben einem kontinuierlichen Spektrum, das bei Metallelektroden am schwächsten war, erschienen regelmässig die beiden Linien 3934 und 3969 des Ca, ausserdem meistens die Aluminiumlinien 3944 und 3962, sowie weitere Teile des Ca-Spektrums von verschiedener Ausdehnung, endlich auch die Na-Linien und zwar die letzteren dunkel auf hellem Grunde, während die anderen Linien hell resp. selbst umgekehrt waren.

Von Metallspektren wurden geprüft diejenigen von Fe, Cu, Zn, St, Ca, Ba, Na, K, Li, Tl.

1) B. Lepsius, Chem. Ber. **23**, 1418, 1642, 1890. J. Bredig, Zs. Elektrochemie **4**, 514, (1898.) W. Löb, ib. 1902. Sep. — Chem. Ber. **34**, 915 1901 u. a.
2) J. Wilsing, Berl. Ber. 426, 750. 1899
3) G. E. Hale, Astrophys. J. **15**, 132—135, 1901.
4) J. N. Lockyer, ib. **15**, 190—198, 1902. — Proc. Roy. Soc. **70**, 31—37, 1902.

Die Metalle wurden entweder als stabförmige Elektroden oder als Salze verwendet. Im letzteren Falle wurde eine durchbohrte Kohle benutzt oder der Bogen in der betreffenden Salzlösung gebrannt.

Soweit die Dispersion des kleinen Gitters ein Urteil zulässt, traten keine Linienverschiebungen ein. Die Linien der Metalle waren eben so scharf oder schärfer als in Luft; die Zahl der Umkehrungen geringer. Dagegen zeigten sich ähnlich wie in den von Crew[1]), Basquin[2]) und Porter[3]) am Luftbogen beobachteten Fällen erhebliche Intensitätsunterschiede gegen den in Luft brennenden Bogen. Einzelne Linien haben verminderte oder relativ erhöhte Intensität; andere fehlen gänzlich.

Die Natur der umgebenden Flüssigkeit ist von geringem Einfluss auf das Spektrum des Bogens, was die Metalllinien anlangt. Dies gilt selbst für Salzlösungen. Am empfindlichsten sind Kohlestäbe. Trotzdem kann man in einer mehrprozentigen Lithiumlösung das Bogenspektrum photographieren, ohne Lithiumlinien zu erhalten. In konzentrierten Lösungen von $CaCl_2$ und $BaCl_2$ erschienen zwar die stärksten Linien des Baryums resp. des Calciums, allein sie waren verhältnismässig schwach.

Ausschlaggebend ist vor allem die Natur der Elektroden. Man erhält daher die gewünschten Spektren, wenn man die Kohlen imprägniert, oder Metallstäbe nimmt.

Im Gegensatz zu den Linienspektren werden die im Kohlebogen auftretenden Bandenspektren der Kohle durch die umgebende Flüssigkeit wesentlich beeinflusst.

In reinem Wasser, Salzlösungen, Alkohol, Terpentinöl, Glycerin, CCl_4 fehlen die „Cyan"-banden. Kleine Mengen von Luft genügen jedoch schon, um die Bande 3883 spurenweise erscheinen zu lassen. In Ammoniak oder nach Einblasen von Luft oder Stickstoff entwickelt sich das Cyanspektrum. Es wird somit die herrschende Ansicht bestätigt, dass das Cyanspektrum einer Stickstoffverbindung der Kohle zukommt.

Weiterhin wurde dann das Swanspektrum untersucht, mit besonderer Rücksicht auf die neuerdings von Stokes, Smithells[4]) und Baly und Syers[5]) verfochtene Ansicht, dass das Swan-Spektrum einer Sauerstoffverbindung der Kohle und zwar dem Kohlenoxyd, das bisher Kohlenoxyd genannte Spektrum dem Kohlendioxyd zukomme. Versteht man unter dem Swan-Spektrum dasjenige Bandenspektrum,

1) H. Crew, Astrophys. J. **12**, 167—175 1900.
2) O. H. Basquin, Astrophys. J. **14**, 1—16 1901.
3) R. S. Porter, Astrophys. ü. **15**, 274—282 (1902.)
4) A. Smithells, Phil. Mag. 1 (6), 478, 1900.
5) E. C. Baly und H. W. Syers, Phil. Mag. 2 (6), 386—391 1901.

das seine Hauptkanten bei 4382, 4738, 5164, 5633, 6187 besitzt, so zeigte sich das Swanspektrum nicht nur, wenn der Kohlebogen in Wasser, in Alkohol, in Glycerin, in Terpentinöl, und in Ammoniak brannte, sondern es gelang auch in Petroleum, in Anilin, in Tetrachlorkohlenstoff und in Schwefelkohlenstoff die Banden des in Rede stehenden Spektrums photographisch aufzunehmen. Die Elektroden wurden im letzten Falle im Vakuum geglüht, dann unter Abschluss der Luft mit der zu prüfenden, möglichst gereinigten Flüssigkeit getränkt und endlich durch Brennen des Bogens in derselben Flüssigkeit mit einer festen, graphitähnlichen Schicht überzogen, deren Dicke während des Versuches beständig zunahm.

Da es nun unmöglich ist, irgend eine Flüssigkeit oder irgend einen Körper so zu reinigen, dass nicht Spuren von Sauerstoff noch anwesend sind, so wird man in den genannten Versuchen kein Hindernis für die Stokes-Smithellssche Theorie erblicken können, wofern man annimmt, dass der Kohlebogen gegen die geringsten Mengen Sauerstoff empfindlich ist. Obwohl nun das sonstige Verhalten des Bogens durchaus nicht zu Gunsten der letzteren Meinung spricht, wird man, scheint es mir, vom Standpunkte einer vorsichtigen Kritik sich eines bestimmten Schlusses auf den Ursprung des Swanspektrums enthalten müssen, trotz der Vorteile, die der Flüssigkeitsbogen vor anderen Methoden voraus hat. Von demselben Standpunkte aus sind dann aber auch alle bisherigen Versuche, schon ihrer Methode wegen, für die die gegen den Flüssigkeitsbogen vorgebrachten Gründe in verstärktem Masse gelten, von vornherein als nicht beweiskräftig abzulehnen und es bleibt nur übrig, zur endlichen Entscheidung der alten Streitfrage mehr indirekte Wege einzuschlagen.

In Übereinstimmung mit den beim Flüssigkeitsbogen beobachteten Erscheinungen standen diejenigen, welche die Büschelentladungen boten. Dieselben wurden mit verschiedenen Induktionsapparaten bis zu 1 m Schlagweite in den bereits genannten Flüssigkeiten hervorgerufen, soweit dies gelang. Die Elektroden waren aus verschiedenen Metallen angefertigt. Meistens wurden zwei Platinelektroden verwendet, von denen die eine bis zur Spitze in Glas eingeschmolzen war. Die Spektren der Büschel waren zu lichtschwach, um mit dem Gitter photographiert werden zu können. Ich musste mich auf Okularbeobachtungen beschränken. Linien des Elektrodenmetalls wurden nicht bemerkt, dagegen war die Zusammensetzung der Flüssigkeit entscheidend.

In destilliertem und gewöhnlichem Wasser erschienen die Natrium- und Wasserstofflinien. In stärkeren Salzlösungen traten keine Büschel auf. In Alkohol sieht man neben den D-Linien und den Linien des Wasserstoffs sehr schön das Swan-Spektrum. Dasselbe findet man in Äther und in Glycerin.

Benutzt man nunmehr eine nicht kondensierte Funkenentladung, so erhält man neben einem hellen kontinuierlichen Spektrum und den von der Flüssigkeit herrührenden Bestandteilen des Spektrums auch Linien des Elektrodenmetalls. In allen kohlenstoffhaltigen Flüssigkeiten tritt ausserdem das Swan-Spektrum auf. Geht man endlich zu kondensierten Funken über, so zeigen sich die schon von Wilsing beobachteten Erscheinungen und der ganze Vorgang geht mit explosionsartiger Heftigkeit vor sich.

Mit Kohleelektroden erhielt ich in verschiedenen Flüssigkeiten nur ein kontinuierliches Spektrum, keine Banden. Mit Aluminium- und mit Kupferelektroden zeigen sich neben den Metalllinien auch die Wasserbanden und zwar dunkel auf hellem Grunde. Ein Teil der Metalllinien ist umgekehrt und verschoben, nach Rot hin. Im Kupferspektrum sind z. B. nur die Linien 3244 und 3274 umgekehrt, andere sind einseitig verbreitert, verstärkt oder geschwächt, oder fehlen gar. Der von Hale unter Verwendung von Wechselstrom nachgewiesene umkehrende Effekt von Salzlösungen und insbesondere von $BaCl_2$-Lösung, konnte nicht an den Entladungen des Induktoriums von 1 m Schlagweite beobachtet werden, das mit Gleichstrom und Quecksilberunterbrecher betrieben wurde. Die kompliziertesten Erscheinungen zeigte das Eisenspektrum. Hier finden sich alle Modifikationen, wie Umkehrungen, Verschiebungen, einseitige Verbreiterungen und Intensitätsänderungen gleichzeitig. Ich behalte mir vor, auf das Detail dieser Änderungen an anderer Stelle ausführlicher einzugehen.

(Eingegangen 31. Juli 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 12: A. Battelli und L. Magri, Über oszillatorische Entladungen (I. Teil).

Allgemeine Beschreibung der Methode.

Das Problem der oszillatorischen Entladung hat durch die bisherigen, teils theoretischen, teils experimentellen Untersuchungen keine vollständige Lösung gefunden. Denn dieses Problem wird durch verschiedene Umstände schwierig gemacht, z. B. durch das Verhalten des Dielektrikums, das zwischen die Belegungen des Kondensators eingeschoben ist, durch die Gegenwart des Funkens und die Veränderlichkeit seines Widerstandes während der verschiedenen Mo-

mente der Entladung, durch die ungleiche Verteilung der Entladung in dem Querschnitte des Konduktors u. s. w. Man hat diese Umstände entweder nicht in Rechnung gezogen, oder man hat sie sowohl in theoretischen wie auch in experimentellen Untersuchungen ohne Rücksicht auf ihren Zusammenhang geprüft. Auch die Verteilung der vorhandenen Energie in den verschiedenen Teilen des Entladungsstromkreises ist noch nicht systematisch und mit Bezug auf die Oszillationsperiode untersucht worden. Wir haben deshalb das Phänomen einer allgemeinen und systematischen Prüfung unterworfen und haben in ein und dieselbe experimentelle Anordnung Apparate eingestellt, die uns gestatten, die Oszillationsperiode, die bei Beginn der Entladung vorhandene Energie, die thatsächlich entladene Elektrizitätsmenge, und die in Gestalt von Wärme in den verschiedenen Teilen des Stromkreises zerstreute Energie zu messen.

1. Messung der Oszillationsperiode.

A. Überblick über frühere Untersuchungen. Die Untersuchungen, die man vorgenommen hat, um die wohlbekannte W. Thomsonsche Formel zu beweisen (für die Oszillationsperiode T in einem Stromkreis mit der Kapazität C, der Selbstinduktion L und dem Widerstand R ist die Grösse von T

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}},$$

sind auf zweierlei Weise geführt worden, einmal indem man den Funken photographierte, wie Feddersen zuerst angab, oder indem man die Kurve bestimmte, welche die Veränderung des Stromes der Ladung oder der Entladung eines Kondensators als Funktion der Zeit darstellt. Nach ersterer Methode wurden ausser den Versuchen von Feddersen[1]) und Lorenz[2]) kürzlich sehr genaue Messungen von Trowbridge und Sabine[3]) und von Lodge und Glazebrook[4]) mit einem Luftkondensator und von Miesler[5]) mit Leydenerflaschen ausgeführt, durch welche sämtlich die Thomsonsche Formel hinreichend bewiesen wurde.

Unter den sorgfältigsten Untersuchungen, die nach der zweiten Methode unternommen worden sind, müssen die Arbeiten von Hiecke[6]), Wulf[7]), Tollquist[8]), Seiler[9]) und von Webster[10]) genannt werden, die sich spezieller Unterbrecher in Pendelform oder in der Form eines fallenden Gewichtes bedienten, auch von ihnen wurde die Thomsonsche Formel als übereinstimmend mit den experimentellen Ergebnissen anerkannt.

Aber wie genau und wichtig diese Untersuchungen auch sind, so muss man doch den Einwand erheben, dass sie sämtlich — mit Ausnahme der Mieslerschen Arbeit — sich auf besondere Einzelfälle beziehen, und folglich als vollständige Beweise der Theorie nicht zu verwenden sind. Die Mieslerschen Untersuchungen lassen aber Zweifel aufkommen an der Genauigkeit der erhaltenen Werte wegen der Unsicherheiten, die die Messungen der Zeit und der Photographien der Funken aufweisen. Sehr gut sind die Messungen nach der Methode der Ladungs- und Entladungskurven, aber mit ihnen hat man keine sehr kurzen Perioden erlangt. Es schien uns also angezeigt, über eine so wichtige Frage neue und ausgedehntere Untersuchungen anzustellen.

Von beiden obengenannten Methoden nähert sich die zweite, bei der keine Funken in den Stromkreis eingeführt werden, am meisten den theoretischen Bedingungen, die dazu dienten, die zu beweisende Formel aufzustellen; aber abgesehen von der Schwierigkeit, welche eine genaue Messung der Zeit verursacht und ihrer Unanwendbarkeit auf Messungen von sehr kurzen Perioden, bezieht sie sich nicht auf die Fälle, die die grössere praktische Bedeutung besitzen, bei denen sich gerade auch im Stromkreis der Funken zeigt.

Wir wählten deshalb für unsere Untersuchungen die Methode der Photographie des Funkens mit einem rotierenden Spiegel; bei Berücksichtigung aller in Betracht kommender Umstände führt er zu sehr genauen Messungen auch kurzer, z. B. weniger Millionstel Sekunden langer Perioden.

B. Methode und benutzte Apparate bei unseren Untersuchungen für die experimentelle Messung von T. Bei der von uns gewählten Methode der Funkenphotographie verwenden wir einen ebenen Spiegel, der durch eine besondere, eigens zu diesen Zweck vom Institutsmechaniker konstruierte Turbine bewegt wird, von der Fig. 1 ein Bild giebt; in ihren wesentlichen Teilen gleicht sie der Foucaultschen. Um sie in Gang zu setzen, verwendeten wir erst stark überhitzten Wasserdampf; später fanden wir es bequemer, einen auf 6 Atmosphären komprimierten Luftstrahl der aus einem grossen Behälter geliefert wird, zu benutzen. Die komprimierte Luft muss absolut frei von jedem Staubkörnchen und jedweder anderen Unreinheit durch Filtration durch mehrere dichte metallische Netzschichten geworden sein; sie strömt in die Kammer PP ein, strömt dann

1) Pogg. Ann. **103**, 69, 1858; **108**, 297, 1859; **113**, 437, 1861; **116**, 132, 1862.
2) Wied. Ann. **7**, 161, 1879.
3) Phil. Mag. (5) **30**, 323, 1890.
4) Cambr. Phil. Trans. **18**, 136, 1899.
5) Wien. Ber. **99**, IIa, 579, 1890.
6) Wien. Ber. **96**, IIa, 134, 1887.
7) Wien. Ber. **105**, IIa, 667, 1896.
8) Wied. Ann. **60**, 248, 1897.
9) Wied. Ann. **61**, 30, 1897.
10) Phys. Rew. **6**, 297, 1898.

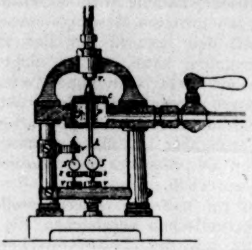


Fig. 1.

durch zwei Öffnungen aus und trifft dann auf den Kranz *C* von kleinen Schaufeln, der zusammen mit dem Stahlspiegel *S* und dem Zahnrad *R* von der Achse *A* gehalten wird. In dieses Rad *R* greift ein anderes, gleiches Rad R^1 ein, das von der Achse A^1 gehalten wird, auf welcher der Spiegel S^1 befestigt ist. Die Achsen werden durch die Regulierschrauben VV, V^1V^1 gehalten, die in ihrer ganzen Länge durchbohrt sind und unten gleichfalls durchbohrte Saphirscheiben tragen, um eine andauernde Ölung zu ermöglichen. Von dieser Ölung ist der Gang der Turbine sehr abhängig; zu wenig Öl lässt die Reibung zu gross werden; kommt zu viel Öl, so dringt es zwischen die bewegliche Scheibe und das Verteilungskästchen.

Das von einem photographischen Objektiv gegebene Bild des Funkens wird vom ersten Spiegel auf den zweiten und von diesem auf die photographische Platte reflektiert, mit doppelter Geschwindigkeit als bei Anwendung eines einzigen Spiegels. Doch haben wir bei diesen Versuchen nur den Spiegel *S* benutzt.

Die Drehungsgeschwindigkeit der Turbine wird mittels eines Rosshaares gemessen, welches auf der Achse *A* befestigt ist, und bei jeder Drehung ein Zeichen auf einen mit berusstem Papier bedeckten Messingcylinder macht; auf diesen zeichnet auch eine elektromagnetische Stimmgabel mit genau bekannter Periode ihre Kurve. Eine geeignete Einstellung des Uhrwerks lässt den Cylinder im gewünschten Moment eine einzige Drehung mit ausreichend konstanter Geschwindigkeit ausführen.

Fig. 2 zeigt die Turbine mit dem drehbaren Cylinder und der Stimmgabel.

An den Säulen der Turbine sind zwei starke Eisenstützen angebracht, auf denen der Rahmen befestigt ist, der die photographische Platte 3×12 cm trägt.

Der Funken, der photographiert werden soll, entsteht in *A* im Innern eines Holzkastens (Fig. 3), der die Ausstrahlung verhindert; das Licht dieses Funkens geht durch das Loch *O*,

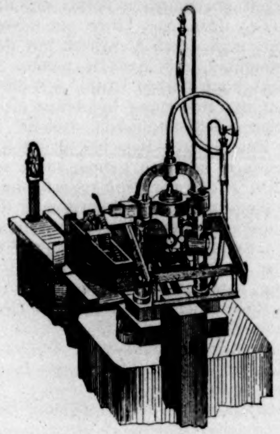


Fig. 2.

das durch einen pneumatischen Verschluss geöffnet und geschlossen wird, und gelangt zu dem Objektiv, Zeiss-Astigmat *L*. Das durch *L* entstandene Bild, wird bei geeigneter Stellung des rotierenden Spiegels *S* auf die photographischen Platte *F* reflektiert.

Die Versuche verliefen folgendermassen. War der Luftdruck im Behälter auf 5 oder 6 Atmosphären gestiegen, so wurde die elektromagnetische Stimmgabel erregt und die photographische Platte auf ihren Rahmen gebracht; nun beginnt die komprimierte Luft in die Turbine zu strömen, welcher Vorgang durch einen Hahn reguliert wird, mit dessen Hilfe man die Geschwindigkeit bis zu der gewünschten Grösse langsam und regelmässig steigen lassen kann: der Vergleich zwischen dem Ton, den die Bewegung der Achse verursacht und dem der Stimmgabel gestattet schätzungsweise ein Urteil darüber, ob die gewünschte Schnelligkeit erreicht ist oder nicht. Gewöhnlich war die Geschwindigkeit so gross, dass der der Turbine eigentümliche Ton schon die Grenze der Wahr-

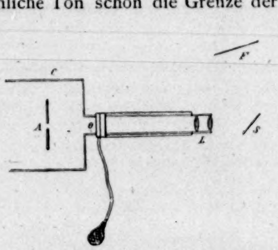


Fig. 3.

nehmbarkeit überschritten hatte, und dass man nur den Ton der Achse hörte, aus dessen Konstanz (die man durch Vergleich mit dem Ton der Stimmgabel, mit der sie nahezu unisono tönt, leicht kontrollieren kann), sich die Gleichförmigkeit der Bewegung beurteilen lässt.

Ist diese Gleichförmigkeit erreicht, so lässt man die Entladungen zwischen den Kugeln des Funkenmessers vor sich gehen; sowie man auf der Scheibe F das vom Spiegel reflektierte Bild eines Funkens bemerkt, schliesst man den Verschluss und setzt den mit geschwärztem Papier umhüllten Cylinder in Bewegung, auf den die Achse der Turbine und die Spitze der Stimmgabel die betreffenden graphischen Aufzeichnungen machen, aus denen man die Geschwindigkeit des Spiegels erfährt.

Im allgemeinen machten wir 6 oder 7 Photographien für jede Oszillationsperiode und für jede Schlagweite.

Die Bestimmung der Entfernung zwischen den Bildern der verschiedenen elementaren Fünkchen, die die Entladung zusammensetzen, geschah mittels eines Fromentschen Komparators, dessen Nonius, der mit einem mit Netzwerk versehenen Okular abgelesen wurde, $^1/_{100}$ mm zu messen gestattete. Die Messung wurde viermal auf jeder Platte gemacht: zweimal indem letztere in einer Richtung und zweimal indem sie in der entgegengesetzten bewegt wurde; dann nahmen wir das Mittel der Messungen für die Funken, welche die positive Strahlung an der oberen Elektrode, und für die, welche sie an der unteren Elektrode zeigen; doch unterliessen wir es, die letzten Fünkchen zu messen, welche aus Mangel an Lichtstärke zu unsichere Bilder gaben.

Aus diesen, auf den Kreisbogen bezogenen Messungen, und aus der Messung der Drehungsgeschwindigkeit des Spiegels kann man leicht die Grösse der Oszillationsperiode T der Entladung entnehmen. Tabelle I enthält die Resultate der Messungen für je eine der längsten, eine mittlere, und eine der kürzesten von uns gemessenen Perioden; aus Raumersparnis geben wir nur Maximum und Minimum der experimentellen Grössen, aus denen wir das Mittel berechnet haben.

Aus dieser Tabelle wird ersichtlich, dass auch bei den grössten Messungsschwierigkeiten der Irrtum, den man in der Bewertung der Periode begehen kann, 2 Proz. nicht erreicht, und dass für nicht sehr kurze Perioden eine noch grössere Genauigkeit möglich ist.

Wir glauben nicht, dass gegenwärtig grössere Präzision erreichbar ist, als die uns geglückte, und werden an passender Stelle unsere Gründe hierfür aussprechen.

Wollen wir nun die experimentelle Grösse mit der theoretischen vergleichen, die man für die Periode aus der Thomsonschen Formel gewinnt, so muss man die Grösse der Kapazität, der Selbstinduktion und des Widerstandes des Stromkreises der Entladung mit der gleichen Genauigkeit ermitteln. Wir haben sie auf folgende Weise gewonnen.

C. Kapazität, Widerstand und Selbstinduktion des Stromkreises.

a) Kondensator. Um Störungen zu beseitigen, die das Eindringen der Ladung verursacht, mussten wir einen Luftkondensator benutzen, den wir für diese Versuche eigens gebaut haben. Er besteht aus 70 ebenen Platten aus Spiegelglas, 70×35 cm gross, die 0,7 bis 1 cm dick und auf beiden Seiten bis 3,5 cm ringsum vom Rande entfernt, mit Stanniol bedeckt sind. Die metallischen Belegungen haben also die Grössen von 63×28 cm; die auf beiden Seiten ein und derselben Platte liegenden Stanniolblätter sind miteinander verbunden.

Die 70 Scheiben sind in zwei Batterien, jede von 35 Platten geordnet, und sind durch kleine Glasprismen voneinander getrennt, die genau in den gleichen Dimensionen gewählt werden und sich auf die nicht mit Stanniol bedeckten Teile stützen. Die mittlere Entfernung zwischen den Belegen beträgt 0,73 für den ersten und 0,738 cm für den zweiten Kondensator.

b) Messung der Kapazität. Aus den oben angegebenen Massen würde man nach der bekannten Formel von Maxwell für die theoretische Kapazität unserer Kondensatoren die Grössen von 6533 resp. 6576 cm erhalten. Aber aus Versuchen, die Dr. Gragnani in unserem Institut vorgenommen, aber noch nicht veröffentlicht hat, geht hervor, dass für Kondensatoren

Tabelle I.

Entladungskreis, seine Selbstinduktion und gesamte Kapazität	Schlagweite	Experimentelle Grössen der Periode			Zahl der Messungen	Theoretische Grösse
		Maximum	Minimum	Mittel		
Grosse, auf Marmor gewickelte Spirale $L = 4546000$ cm, $C = 14175$ cm	2 mm	$54{,}44 \times 10^{-6}$	$52{,}96 \times 10^{-6}$	$53{,}76 \times 10^{-6}$	12	$53{,}17 \times 10^{-6}$
Kleine, auf Ebonit gewickelte Spirale $L = 57797$ cm, $C = 3568$ cm	2 „	$3{,}173 \times 10^{-6}$	$2{,}904 \times 10^{-6}$	$3{,}024 \times 10^{-6}$	16	$3{,}008 \times 10^{-6}$
Kupferkreis $L = 9242$ cm, $C = 3568$ cm	5 „	$1{,}232 \times 10^{-6}$	$1{,}189 \times 10^{-6}$	$1{,}212 \times 10^{-6}$	14	$1{,}201 \times 10^{-6}$

in den Dimensionen des unsrigen die Formel nicht stimmt; und da sich andere Unsicherheiten aus der Dicke des Glases auf dem die Stanniolblätter geordnet sind, aus einem möglichen Mangel an Parallelismus zwischen den Belegungen und aus dem Einfluss, den die Nähe der Wände und des Fussbodens des Zimmers ausübt, ergeben können, so haben wir die Kapazität unseres Kondensators zuerst durch Vergleich mit einem Normalmass und dann durch experimentelle Bestimmung der absoluten Grösse gemessen.

1. Der Vergleich ist mit einem Normalmass No. 1099 der Firma Latimer Clark Muhished & Co. (Westminster) vorgenommen, für welchen Professor Roiti[1]), der ihn uns überlassen hat, die Grösse von 0,3359 mikrof. angab; das ergiebt, in die jetzt angenommenen, absoluten Einheiten übertragen, 0,3363 mikrof. Dieser Vergleich, der ausgeführt wurde, indem das Normalmass und unser Kondensator nacheinander durch ein ballistisches Galvanometer entladen wurden, ergab für unsere beiden hintereinander geschalteten Kondensatoren die Grösse von 0,015987 mikrof.

2. Die absolute Messung wurde nach der von J. J. Thomson[2]) vorgeschlagenen Brückenmethode vorgenommen. Die Unterbrechung des Stromkreises wurde durch eine elektromagnetische Stimmgabel ausgeführt, die durch eine andere Stimmgabel im Unisono erregt wurde; sie waren ebenso wie die von Professor Roiti (l. c.) benutzten gebaut. Die Dauer einer vollständigen Oszillation wurde durch Vergleich mit einem Chronometer der Kgl. Marine auf $\frac{1 \text{ Sek.}}{126,56}$ mit einer Genauigkeit von 0,2 aufs Tausend festgestellt.

Die Widerstände der Seiten der Brücke wurden mit der Brücke Elliott No. 1381 mit einem Galvanometer vom Typus Du Bois und Rubens gemessen, mit Spulen von einem Gesamtwiderstand von 87 Ohm, in deren Stromkreis ein Widerstand von 3000 Ohm hinzukommt.

Nach Vornahme der üblichen Verbesserungen für die Temperatur und nach Übertragung der Widerstände der Brücke in internationale Ohm, haben wir durch diese Messungen folgende Grössen erhalten, die uns zuverlässiger scheinen als die theoretischen oder die durch Vergleich mit dem Normalmass gefundenen.

	U. E. (C. G. S.)	Mikrofarad
Für den Kondensator No. 1 . . .	7178	0,007976
Für den Kondensator No. 2 . . .	7096	0,007885
Für die beiden Kondensatoren parallel geschaltet	14175	0,01575
Für die beiden Kondensatoren hintereinander geschaltet	3568	0,003965

1) N. Cim. (3) **21**, 137, 1887.
2) Phil. Trans. of the R. Soc. part. **3**, 707, 1883.

Zu diesen Grössen, die wir in unsere Versuche eingesetzt haben, muss man die Kapazität des Entladungsstromkreises hinzufügen; aber man braucht diese Kapazität, die 97 cm gross befunden wurde, nur dann in Rechnung zu ziehen, wenn der betreffende Stromkreis aus einem Quadrat aus Kupferdraht besteht, der 0,08 cm dick und zusammen 1594 cm lang ist. In allen anderen Fällen kann man sie völlig unbeachtet lassen.

D. Widerstand des metallischen Stromkreises und des Funkens.

α) Prinzip der Methode. In diesen ersten Untersuchungen durfte die Grösse des Widerstandes der von uns benutzten Stromkreise für die Berechnung der Oszillationsperiode nach der Thomsonschen Formel unbeachtet bleiben; die Kenntnis des Widerstandes der metallischen Teile als Vergleichselement ist aber unerlässlich, um den effektiven Widerstand des Funkens daraus zu entnehmen.

Wir massen für diesen Vergleich die Wärmemenge, welche die nämliche Ladung sowohl in dem metallischen Teil wie auch in dem Funken entwickelt, und haben uns dabei besonderer Kalorimeter bedient.

β) Kalorimeter. 1. Kalorimeter mit metallischem Stromkreis. Fig. 4 zeigt einen Kalorimeter von der Art, wie wir solche zur Messung der in den metallischen Teilen des Stromkreises entwickelten Energie benutzt haben.

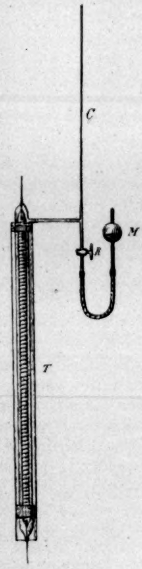


Fig. 4.

Der geradlinige Draht oder die Spirale, durch die hindurch sich der Kondensator entladet, endigt in zwei kurzen Platinfäden, die in den beiden äussersten Enden einer Glasröhre eingeschmolzen sind. An diese Röhre ist in vertikaler Lage die kalibrierte Kapillarröhre *C* angebracht, die in gleiche Teile geteilt und mit ihrem unteren Ende an eine weitere Röhre angeschmolzen ist; diese ist mit einem Hahn *R* versehen und mittels Gummiröhre mit dem kleinen Quecksilberbehälter *M* verbunden. Die ganze Röhre *T*, das Innere der Röhre, auf die die Spirale gewickelt ist, und ein Teil der Kapillare *C* ist mit Toluol gefüllt. Lässt man nun das Quecksilber über den Hahn *R* steigen, so kann man die Höhe des Toluols in der Röhre *C* regulieren und sein Austreten durch den Hahn verhindern. Um das Kalorimeter

herum ist eine Glashülle gelegt, um den Wärmeaustausch mit der Umgebung gleichmässig zu machen.

In den fünf von uns benutzten Kalorimetern hatten wir Kupferdraht von 0,078 cm Dicke, in dreien hatten wir ihn spiralisch aufgewickelt, in zweien geradlinig gestreckt. Diese Kalorimeter, die wir mit No. 1, 2, 3, 4 und 5 bezeichnen wollen, waren folgendermassen gebaut:

Kalorimeter mit Spiralen . . .	1	2	3
Anzahl der Windungen . . .	220,25	423	102
Länge der Spirale in Centimetern .	36,8	69	15,6
Äusserer Durchmesser der Spirale in Centimetern . .	1,521	1,78	1,64

Kalorimeter mit geradlinigem Drahte	4	5
Länge des Fadens in Centimetern .	100	147

2. Funken-Kalorimeter. Derselbe besteht aus zwei ovoiden Gefässen R und R^1 (Fig. 5),

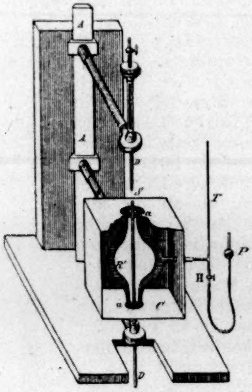


Fig. 5.

von denen eines im andern steht; der Raum zwischen ihnen ist mit Toluol gefüllt, — ebenso die Kapillarröhre T, die mit dem Quecksilberbehälter P verbunden ist. Um das äussere Gefäss R herum ist eine dicke Lage wollenes Tuch gewickelt; das Ganze ist von einem Holzkasten C umgeben, und kann mit Hilfe des Armes NO an der Messingstange A auf und ab verschoben und verschieden hoch festgestellt werden. Dank dieser Anordnung kann man den Funken S in der Luft überspringen lassen, um seine Photographie zu nehmen und kann ihn während der kalorimetrischen Messungen in R^1 gelangen lassen. Guten Verschluss der Oeffnungen $a\,a$ des Kalorimeters erzielt man durch Umkleidung der kleinen Stäbe $D\,D$ des Funkenmessers mit Gummischlauch. Bei dieser Form der Kalorimeter vermeidet man die Unannehmlichkeiten, die bei den Luft-Kalorimetern den explosiven und elektrostatischen Wirkungen des Funkens und jene, die kapillaren Einflüssen zuzuschreiben sind.

γ) Aichung der Kalorimeter. Um in absolutem Mass die in derartigen Kalorimetern entwickelte Energie zu erhalten, haben wir während eines bestimmten Zeitabschnittes einen kontinuierlichen Strom von bekannter Intensität sowohl durch das Metalldraht-Kalorimeter mit bekanntem elektrischen Widerstand, wie auch durch das Funken-Kalorimeter passieren lassen, in welchem die äussersten Enden des Funkenmessers durch eine kleine Spirale von Konstanten mit bekanntem Widerstand verbunden wurde. Die Ablesung an den Toluolsäulen in den Kapillarröhren wurde mit dem Fernrohr und stets nachts vorgenommen. Für jedes Kalorimeter wurde die Zahl der Kalorien C entsprechend einem Teilstrich der Kapillare aus dem Mittel von 3 Serien von Versuchen gewonnen.

Die derart gefundenen Werte sind folgende:

Kalorimeter No.	1	2	3	4
C	0,0668	0,0876	0,0871	0,0399
Funken-Kalorimeter				0,0429.

δ) Der Widerstand der metallischen Teile und seine Unabhängigkeit von der Natur der Ladung. Man weiss, dass man bei geradlinig gestreckten Metalldrähten für den Widerstand R^1 bei Wechströmen von hoher Frequenz, nach Lord Rayleigh die Grösse

$$R^1 = \pi\, a\, R \sqrt{\frac{n\,\mu}{\sigma}}$$

einsetzen kann. a bedeutet den Durchmesser, σ den spezifischen Widerstand, μ die magnetische Permeabilität, R den Widerstand des Drahtes für kontinuierliche Ströme und n die Frequenz die Stromes.

Auf einen in Spiralen gewickelten Stromkreis ist diese Formel jedoch nicht anwendbar; und da eine theoretische Behandlung der Frage fehlt, haben wir Versuche angestellt, um den Widerstand einer Spirale mit dem zu vergleichen, den ein geradlinig gestreckter Draht der gleichen Ladung darbietet. Wir bestimmten die Wärme, die in zwei aufeinander folgenden Teilen eines und desselben Stromkreises entwickelt wird, der aus zwei Kupferdrähten gleichen Durchmessers besteht, von denen aber der eine geradlinig gestreckt, der andere spiralisch aufgewunden ist; zuerst liessen wir einen kontinuierlichen Strom, nachher eine oszillierende Entladung durchgehen. Wir benutzten dabei die oben beschriebenen Metalldraht-Kalorimeter. Aus den für beide

Fälle beobachteten Verschiedenheiten kann man durch eine sehr einfache Berechnung die Beziehung P zwischen dem Widerstand C eines Drahtes in Form einer Spirale und dem eines ebensolchen, aber geradlinig gestreckten Drahtes für Entladungen der üblichen Periode aufstellen. Durch vorhergehende Versuche hatten wir festgestellt, dass die Angaben unserer Kalorimeter weder durch Einwirkungen einer eventuellen dielektrischen Viskosität des Toluols, in welchem die Metalldrähte liegen, noch durch verschiedene Geschwindigkeit des Wärmeaustausches mit der Umgebung bei kontinuierlichen oder Wechselströmen beeinflusst werden. Wir fanden nun stets, dass der effektive Widerstand einer Spirale (Verhältnis zwischen der in derselben entwickelten wärmegebenden Energie und dem mittleren Quadrat der Stromintensität) für elektrische Entladungen grösser ist als der effektive Widerstand, den derselbe, aber geradlinig gestreckte Draht darbietet. Wir führen in folgendem die Abhängigkeit vor, die wir zwischen diesem Verhältnis $\frac{\varrho}{\varrho^1}$ und der Oszillationsperiode T der Entladungen gefunden haben:

Zum Vergleich benutzte Kalorimeter	2 u. 5		1 u. 5		3 u. 4
T	$6{,}7 \times 10^{-6}$	$4{,}3 \times 10^{-6}$	3×10^{-6}	$2{,}2 \times 10^{-6}$	$1{,}7 \times 10^{-6}$
$\frac{\varrho}{\varrho^1}$	1,79	1,96	2,15	2,17	1,84

Bei anderen Spiralen mit mehr oder weniger benachbart liegenden Windungen steigt nach unseren Erfahrungen der Widerstand mit der Zahl der Windungen und der Verringerung ihres Abstandes.

Das lässt vermuten, dass die oszillierenden Ströme sich in den Spiralen in einem an der Oberfläche liegenden Teil des Leiters lokalisieren, der noch enger begrenzt ist, wie bei den geradlinigen Drähten, was sich übrigens auch durch die Wirkungen der gegenseitigen Induktionen zwischen den verschiedenen Windungen vorhersehen lässt.

Eine derartige Lokalisierung beeinflusst auch die Selbstinduktion; aber — wie uns eigens zum Zweck unternommene Versuche gezeigt haben — gegenüber dem Einfluss, den wir für den Widerstand verzeichnet haben, ist dieser Faktor unerheblich. Aus allem diesem geht also hervor, dass man die wirkliche Grösse des Widerstandes unserer Spiralen für eine gegebene Periode T erhält, wenn man die Grösse des Widerstandes R^1_1, die bei derselben Periode der geradlinig gestrecke Draht aufweisen würde, mit dem Verhältnis $\frac{\varrho}{\varrho^1}$ das wir, wie oben festgestellt, experimentell bestimmt haben, multipliziert.

E. Selbstinduktion. Die theoretische Behandlung in Bezug auf Wechselströme ist auch für die Selbstinduktion nur für einige Formen von ebenen Stromkreisen aufgenommen worden; es fehlt vollständig an Berechnungen für spiralisch aufgerollte Stromkreise, auf welche man weder die Maxwellsche Methode[1]) von der mittleren geometrischen Entfernung, noch die Verfahren von Rayleigh[2]) und von Stefan[3]) anwenden kann.

Will man nun auch diesen Faktor mit der nötigen Genauigkeit berücksichtigen, so muss man bei den auf die Messung der Periode bezüglichen Versuchen folgende Stromkreise benutzen, bei denen die theoretische Grösse der Selbstinduktion bekannt ist:

a) Quadrat aus Kupferdraht: Radius des Drahtdurchschnittes 0,04 cm, Länge der Seite 398,6 cm.

b) Kupferkreise, die aus Draht mit 0,226 cm Radius hergestelt sind:

No. 1 Durchmesser des Kreises 201 cm
„ 2 „ „ „ 57 „

Die Drähte, aus denen diese Stromkreise zusammengestellt sind, werden auf geeignete Holzrahmen aufgespannt, und so entfernt wie möglich von den Wänden, dem Fussboden und jedem anderen leitenden Körper aufgestellt.

Die Formel nun, die Rayleigh (l. c.) für die die Selbstinduktion L^1 giebt, welche ein ebener Stromkreis von der Länge C und vom Widerstande R bei Strömen hoher Frequenz besitzt, kann man auf die Form bringen:

$$1)\qquad L^1 = L_0 - \frac{l}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{R}{\pi n l}}\right);$$

L_0 ist die Selbstinduktion, die der nämliche Stromkreis bei kontinuierlichen Strömen hat. Für die verschiedenen oben genannten Stromkreise ergiebt sich die Grösse von L_0 aus den Formeln in einer Mascartschen[4]) Abhandlung, aus denen man, durch einfache algebraische Operationen folgendes erhält:

für ein Quadrat vom Umfange l:

$$2)\qquad L_0 = 2l\left(\log_e \cdot \frac{l}{r} - 1{,}9103\right)$$

für einen Kreis mit dem Radius a:

$$3)\qquad L_0 = 4\pi a\left(\log \cdot \frac{8a}{r} - 1{,}75\right);$$

r bezeichnet den Radius des Drahtes.

Diese Grössen, welche M. Wien[5]) bis auf 0,1 Proz. übereinstimmend mit denjenigen fand, die er selbst durch genaue Messungen erhalten hatte, gestatten uns, wenn wir sie in (1) einsetzen, die Selbstinduktion zu berechnen, welche

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. **53**, 928, 1894.
2) Phil. Mag. (5) **21**, 381, 1886.
3) Wied. Ann. **41**, 400 u. 421, 1890.
4) Elektr. et. Magn. Vol. **1**, 630 u. 633, II. Edit.
5) Wied. Ann. **53**, 928, 1894.

die genannten Stromkreise bei jeder Entladungsperiode, deren Funken wir photographiert haben, besitzen.

Auf diese Weise haben wir folgende Grössen erhalten:

Für das Quadrat aus Kupferdraht;

T	$4{,}25 \times 10^{-6}$	$3{,}03 \times 10^{-6}$
L^1	27390 cm	27329 cm.

Für den Kreis No. 1

T	$2{,}35 \times 10^{-6}$	$1{,}67 \times 10^{-6}$	$1{,}20 \times 10^{-6}$
L^1	7829 cm	7824 cm	7810 cm,

Für den Kreis No. 2

T $0{,}7 \times 10^{-6}$

L^1 1768 cm.

Wir benutzten auch zwei Spiralen; eine, A, war auf Ebonit gewickelt, hatte 485 Windungen von 0,08 cm dickem Kupferdraht: die andere, B, war mit 283 Windungen die auf eine Länge von 85 cm verteilt waren, auf einen 98 cm langen, 23,821 cm im Durchmesser dicken Marmorcylinder gewickelt. Der Kupferdraht war 1,435 mm dick. Für diese Spiralen haben wir nach der Methode von Nernst folgende Grössen festgestellt:

Spirale A: $L^1 = 57230$ Spirale B: $L^1 = 4546000$

Zu den obengenannten Grössen muss man übrigens stets die Grössen der Selbstinduktion der Stromleiter zwischen Kondensator und Funkenmesser hinzurechnen. Für solche Stromleiter — die entweder Messingröhren oder Kupferplatten sind, erhält man bei Anwendung der von Wien (l. c.) gegebenen Formeln folgende Grössen:

bei Messingröhren			
Länge in Centimetern:	90	80	71
L^1 „ „	762	658	567

bei einer 20 cm langen Kupferplatte, $L^1 = 103$ cm.

Sowohl bei den obengenannten Spiralen A und B, wie auch bei denen der Kalorimeter No. 1, 2, 3 haben wir die Selbstinduktion durch Vergleich mit der Selbstinduktion von theoretisch berechenbaren Stromkreisen festgestellt, wobei wir uns des Nernstschen[1]) Differential-Erregers bedienten, wir änderten denselben etwas ab, um das Gleichgewicht in der Mitte zu erhalten, indem wir die beiden Kapazitäten konstant hielten und eine der beiden Selbstinduktionen veränderten. Die veränderliche Selbstinduktion bestand aus einer Spirale aus Kupferdraht, von der man eine beliebige Anzahl von Windungen bei den Versuchen verwenden konnte.

Auf Fig. 6 bedeutet L_2 die Spirale, L_1 den zum Vergleich benutzten Stromkreis, C_1 und C_2 zwei Kondensatoren, R den Prüfer, der aus

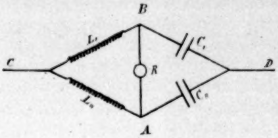


Fig. 6.

einer mit verdünnter Luft gefüllten Röhre mit äusseren Elektroden besteht.

Verbindet man nun die Punkte C und D mit den Elektroden eines Funkenmessers und mit den Polen eines Ruhmkorff, so kann man durch den Differential-Erreger Ströme hindurchgehen lassen, die an Frequenz den von uns photographierten Funken nahekommen. Es ist bekannt, dass die Strahlung im Röhrchen R minimal ist, wenn $L_1 C_1 = L_2 C_2$. Ist diese Bedingung erfüllt, so kann man die Selbstinduktion L_2 der Spirale proportional der Anzahl n_0 der benutzten Windungen annehmen, weshalb, wenn K die Proportionalitätskonstante ist,

$$L_1 C_1 = K n_0 C_2.$$

Ist dies geschehen, so ersetzt man den Draht mit der bekannten Selbstinduktion L durch die Spirale, deren Selbstinduktion x gefunden werden soll; beträgt nun die Anzahl von Windungen, die nötig sind, um ein Minimum von Strahlung herzustellen, n, so erhält man:

$$x C_1 = K n C_2,$$

und daher

$$x = \frac{n}{n_0} L_1.$$

Da die von uns benutzten Kondensatoren C_1 und C_2 einander möglichst gleich waren, und da wir die verschiedenen Teile des Stromkreises mit der grössten Sorgfalt vor gegenseitigen und vor äusseren elektrostatischen Einflüssen behütet haben, erreichten wir eine Genauigkeit, bei der wir den aktiven Abschnitt von L_2 (der gewöhnlich aus 70 bis 350 Windungen bestand) nur um eine einzige Windung zu verändern brauchten, um das Gleichgewicht wesentlich zu alterieren.

Wir fanden auf diesem Wege für die Selbstinduktion, welche bei Strömen von hoher Frequenz die von uns benutzten Stromkreise, die die Kalorimeter darstellen, besitzen, folgende Grössen:

Spirale No.	1	2	3	Draht No. 4
L cm	29470	74140	17460	3669.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 15. Juni 1902.)

1) Wied. Ann. 60, 600, 1897.

Über die Dimensionen der Gebilde an der Kathode.

Von Nicolaus Hehl.[1])

(Aus dem Physikalischen Institute der Universität Erlangen.)

Um die Kathode lagert sich eine Reihe von Gebilden, die von E. Goldstein als erste, zweite und dritte Kathodenschicht bezeichnet worden sind. Sie entsprechen den Kanalstrahlen, dem Hittorfschen dunklen Raume und der negativen Glimmlichtschicht. Um die Erscheinungen unter recht einfachen Verhältnissen zu untersuchen, bringt man die Kathoden in eine sehr grosse Flasche, so dass die Wände des Entladungsraumes möglichst ohne Einfluss sind, und benutzt als Stromquelle eine Hochspannungsbatterie.

Einige, freilich nicht sehr eingehende Messungen über die Dimensionen der erwähnten Gebilde hat W. Hittorf[2]) in seinen klassischen Arbeiten über Entladungen mitgeteilt. Er fand, dass mit Zunahme der Stromstärke sich das Glimmlicht stetig über eine immer grössere Fläche der Kathode ausdehnt. Solange dies möglich ist, bleibt seine Dicke, sowie die Spannungsdifferenz zwischen ihm und der Kathode so gut wie konstant. Sobald aber die ganze Kathode bedeckt ist, flutet es mit wachsender Stromstärke geradlinig weiter, und gleichzeitig wächst die Spannungsdifferenz. Hittorfs Angabe, dass in letzterem Falle der dunkle Raum wächst, konnte nicht bestätigt werden. Bei der hohen Bedeutung der Vorgänge an der Kathode für die Entladungserscheinungen habe ich auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. E. Wiedemann eine Reihe von Messungen über die Dimensionen der Kathodengebilde bei konstanten Strömen angestellt.

Versuchsanordnung. Als Entladungsraum dienten zwei grosse, etwas abgeänderte Wulffsche Flaschen. Sie haben eine Gesamthöhe von 25 cm und einen Durchmesser von 15 cm. Als Kathoden wurden Aluminiumdrähte und -bleche in den folgenden Stärken verwendet: Drähte von 1, 2, 3 und 4 mm Durchmesser, Bleche in den Grössen $0{,}2 \times 20 \times 120$ mm und $4 \times 20 \times 120$ mm. Einige Versuche wurden mit einem Platindraht von 2 mm Durchmesser und 120 mm Länge und einem Graphitstab von denselben Dimensionen ausgeführt.

Als Stromquelle diente eine Akkumulatorenbatterie von 1600 Zellen, deren Strom durch Widerstände von Jodkadmiumlösungen in Amylalkohol reguliert werden konnte. Zu den elektrischen Messungen dienten als Strommesser ein Siemenssches Torsionsgalvanometer, als Spannungsmesser verschiedene Braunsche Elektrometer und ein Lord Kelvinsches Multicellular-Voltmeter.

Zur Bestimmung der Längen des Glimmlichtes, der Dimensionen des dunklen Raumes und der Länge der Glimmlichtstrahlen war in etwa 2 m Entfernung ein ziemlich stark vergrösserndes Beobachtungsfernrohr aufgestellt. Vor seinem Objektiv war ein gegen seine Achse um 45^0 geneigter Spiegel angebracht, der dasselbe zur Hälfte bedeckte. Dieser warf das von einer beleuchteten Skala kommende Licht in das Fernrohr. Da die Skala und die Kathode in gleichem Abstande vom Fernrohr sich befanden, so erschienen sie bei der gleichen Einstellung desselben scharf.

Zur Bestimmung der relativen optischen Intensitäten des Glimmlichtes diente dessen photochemische Wirkung. Hierzu wurde eine Schiebekassette benützt, wie sie bei Spektralapparaten angewendet wird.[1]) Ferner war die ganze Einrichtung so angeordnet, dass abwechselnd das Glimmlicht an der einen oder anderen Kathode der beiden Flaschen die Platte resp. einen Streifen der Platte belichtete. Dies hatte den Vorteil, dass die Intensitäten des Glimmlichtes an verschieden dicken Kathoden auf einer Platte fixiert werden konnten. Die Untersuchung der Schwärzungen der Platte geschah mittels eines Martensschen Photometers.[2]) Dabei wurden die Schwärzungen auf den zu vergleichenden Streifen durch passende Wahl der Expositionszeiten gleich gemacht, das heisst: eine geringere Intensität wurde durch eine längere Exposition kompensiert.

In den im folgenden erhaltenen Tabellen wurden stets folgende Bezeichnungen angewendet:

v = Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode in Volt.

p = Druck in Millimeter-Quecksilber.

d_c = Länge der Kanalstrahlen in Millimetern.

d_d = Dicke des Hittorfschen dunklen Raumes in Millimetern.

i_w = Stromstärke in Milliampère.

l_w = Länge des Glimmlichtes in Millimetern.

Die Untersuchungen erstreckten sich auf folgende Gegenstände:

1. Abhängigkeit der Potentialdifferenzen zwischen Kathode und Anode

1) Auszug aus einer Erlanger Dissertation, in der die Einzelheiten der Apparatbeschreibung, die zahlreichen Messungsreihen, von denen hier nur eine kleine Anzahl gegeben ist, nachzusehen sind. Die zur Promotion am 24. April 1901 verwandte Dissertation ist im Mai 1901 gedruckt worden, also längere Zeit vor dem Erscheinen der Arbeit von J. Stark (diese Zeitschrift **3**, 88, 1901), die ähnliche Fragen behandelt. Einzelne sinnentstellende Druckfehler der Dissertation sind im vorstehenden Auszuge berichtigt.

2) Poggendorfs Annalen **136**, 12, 1860.

1) Vergl. J. S. Acworth, Wied. Ann. **42**, 371, 1891.

2) Vgl. diese Zeitschr. **1**, 299, 1900.

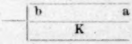
vom Drucke bei nicht ganz bedeckter Kathode.

Die Stromstärke wurde jeweils so reguliert, dass nur ein kleiner Theil der Kathode von Glimmlicht bedeckt war. Es war für verschiedenen Druck p das Entladungspotential v, das sehr nahe gleich dem Kathonenfall ist.

p	8,25	5,19	3,30	2,16,	1,33	0,95.	0,60	0,39	0,35	0,24	0,15
v	400	410	370	360	360	360	370	370	380	380	370

bei $p = 0{,}12$ reichten die Widerstände nicht mehr aus, um den Strom so weit zu schwächen, dass die Kathode nur teilweise bedeckt war. Das Potential stieg auf 430 Volt.

Die angestellten Messungen ergeben, dass das Entladungspotential, solange die Kathode nur auf einem kleinen Teil bedeckt ist, so gut wie konstant bleibt. Bei einer Reihe von Versuchen war in das negative Glimmlicht eine Sonde eingeführt. Es wurde der Kathodenfall bei verschiedenen Stromstärken, d. h. bei verschieden grosser Bedeckung der Kathode mit Glimmlicht, bestimmt. Die Sonde befand sich in der Nähe des Kathodenendes. Dabei ergab sich, dass der Kathodenfall von den Längen des Glimmlichtes, welche die Kathode bedecken, abhängig war, und zwar war es um so grösser, je weiter die Bedeckung sich erstreckte. Bei einem Drucke von $p = 5{,}7$ mm änderte sich das Gefälle um etwa 100 Volt, wenn das Glimmlicht sich von 2 bis 10 cm ausdehnte. Bei einem niederen Drucke von $p = 2$ mm betrug die entsprechende Änderung ca. 20 Volt. Der Grund für diese Erscheinung liegt darin, dass bei einer zur Erde abgeleiteten und bis zum Punkte b mit Glimmlicht bedeckten Kathode das Potential im Punkte b im Glimmlicht gleich dem normalen Kathodenfall ist, im Punkte a dagegen, der dem Ende der Kathode gegenüberliegt, ist im Glimmlicht das Potential gleich der Summe der Potentialdifferenz in dem von a nach b fliessenden Strome und des Kathodenfalles bei b. Infolge des höheren Potentials in a ist wahrscheinlich hier die Intensität des in die Kathode eintretenden Stromes etwas grösserals in b.



2. Abhängigkeit der vom Glimmlichte bedeckten Elektrodenfläche von der Stromstärke und Einfluss der Gestalt der Elektroden hierauf bei konstantem Drucke.

Zu untersuchen war, ob bei verschieden gestalteten, nicht ganz mit Glimmlicht bedeckten Kathoden bei gleichem Drucke die Stromdichte die gleiche ist, bezw. die vom Glimmlicht bedeckte Fläche der Stromstärke proportional ist. Vorausgesetzt ist, dass allein das Glimmlicht Strom zur Kathode führt. Zu diesen Versuchen waren 2 Flaschen aufgestellt, wie sie oben beschrieben sind. In der einen war ein Draht von 2 mm Dicke, in der anderen ein solcher von 1 mm als Kathode angebracht. Die Längen derselben betrugen 100 mm. Als Gas wurde reiner Stickstoff verwandt. Pumpen und Flaschen wurden mehrmals damit ausgespült. Zur Ablesung der Längen diente die oben beschriebene Anordnung mittels einer durch Spiegel reflektierten Skala. Die folgenden Tabellen enthalten zunächst Beobachtungen an verschieden dicken Drähten. Ist der oben aufgestellte Satz richtig, so müssen die bei Drähten von dem Radius r gefundenen Werte von $\frac{i}{l}$ den Radien proportional sein, d. h. $\frac{i}{l \cdot r}$ gleich einer Konstanten, und es muss die die Stromdichte $\frac{i}{2\pi r \cdot l}$ ebenfalls gleich einer Konstanten C sein. Ist die Stromdichte eine Konstante, so geht bei gleichem Drucke stets durch gleiche Flächen gleichviel Strom. In der Tabelle ist die Stromdichte $\frac{i}{2\pi r \cdot l} = C$ berechnet, wobei r_1 und r_2 die Radien der bedeckten Drähte sind, und zwar ist, da die Intensitäten in Milliampère, die Längen und Querschnitte in Millimetern gemessen sind, die Stromdichte gegeben in Milliampère pro Quadratmillimeter.

p	r_1	C	r_2	C
2,4	0,5	0,0175	1,0	0,0174
2,7	1,0	0,0190	1,5	0,0195
2,86	1,5	0,0221	2,0	0,0223
			Blech von	
2,41	1.0	0,0178	0,2×8	0,0176
1,82	1,0	0,0122	0,2×20	0,0122
1,5	1,0	0,0120	4×4	0,0116

Aus diesen und zahlreichen anderen Versuchen an Drähten und Platten folgt, dass 1. die Länge des Glimmlichtes bei demselben Draht direkt proportional der Stromstärke ist, daraus folgt aber, dass bei nicht ganz bedeckter Elektrode die Stromdichte unabhängig von der Grösse der Bedeckung ist, 2. dass gleichgültig, ob man es mit Platten oder Drähten zu thun hat, bei konstantem Drucke die Stromdichte die gleiche ist. Es ergiebt sich daher

$$\frac{i}{F} = C,$$

worin F die mit Glimmlicht bedeckte Fläche ist.

3. Abhängigkeit der vom Glimmlicht bedeckten Fläche bei konstanter Stromstärke vom Drucke.

Zu diesen Messungen war eine Flasche aufgestellt. Als Kathode diente ein 2 mm dicker Aluminiumdraht. Die nachfolgenden Tabellen (S. 190) geben die Werte l, i, und $\frac{i}{l}$ bei verschiedenem Drucke an, desgleichen die Grösse $\frac{i}{l \cdot p}$.

p	l_w	i_w	$\frac{i}{l}$	$\frac{i}{l \cdot p}$
7.3	11.8	3.9	0.331	0.0454
2.86	22	3.0	0.137	0.0477
0 76	23	0.8	0.035	0 0460
7.5	14	5.1	0.364	0.0486
4.1	21	4.0	0.190	0.0464
2.4	15.5	1.72	0.111	0.0462
1.1	30	1.6	0.0533	0.0482
5.74	15	4.0	0.267	0.0464
3.70	24	4.15	0.172	0.0462
2.86	31	4.3	0.138	0.0480

Sämtliche Beobachtungen in Stickstoff ergaben $\frac{i}{l \cdot p}$ *v* gleich einer Konstanten, d. h. die Stromdichte ist direkt proportional dem Drucke. Da der zu den Messungen benutzte Draht die Dicke von 2 mm hatte, so ist die auf die Flächeneinheit bezogene Konstante

$$K = \frac{i}{F \cdot p} = 0{,}00731 \text{ Milliampère.}$$

Wir können daher den obigen Ausdruck und die ihm entsprechende Konstante als diejenige auffassen, welche die Beziehungen zwischen Stromstärke, Druck und bedeckter Fläche allgemein bei Aluminiumkathoden in Stickstoff bestimmt.

Diese Abhängigkeit zwischen Druck und Stromdichte ist aber nicht für alle Gase allgemein gültig, wir werden vielmehr beim Wasserstoff sehen, dass bei diesem $\frac{i}{F \cdot p^2} = K_1$ einer Konstanten ist, oder allgemein, dass bei verschiedenen Gasen $\frac{i}{F \cdot p^n} = K_n$ ist, worin n und K_n Konstanten sind, die von der Art des Gases abhängen.

4. Dicke der Kanalstrahlenschicht, des dunklen Raumes und der negativen Glimmlichtschicht bei verschiedenem Drucke, solange die Kathode nicht ganz bedeckt ist.

Die Resultate der Beobachtung sind in den folgenden Tabellen und Kurven niedergelegt.

$p =$	3.5	2.19	1.14	0.75	0.51	0.37	0.25	
$v =$	400	410	380	380	400	400	410	
$d_c =$	0.3	0.45	0 8	1.1	1.6	2.2	3 2	
$d_h =$	0.8	1.2	2.1	3.0	4.8	6.8	9.4	
$d_g =$	1.5	2.2	4.8	6.8	9.6	13 2	19	Mittel
$d_c \cdot p$	1.02	0.99	0.91	0.83	0.82	0.82	0.8	0.9
$d_h \cdot p$	2.80	2.63	2.39	2.25	2 45	2.52	2.35	2.45
$d_g \cdot p$	5.25	4.81	5.47	5.10	4.89	4.88	4.76	5.00

Da vorläufige Rechnungen ergeben haben, dass das Produkt $p \cdot d$ für Stickstoff in allen Fällen gleich einer Konstanten $\mathfrak{K}$ ist, so sind in den Tabellen stets diese Produkte beigefügt. Bei höheren Drucken, bei denen überhaupt nur eine Messung an den Drähten möglich ist, wurde gefunden, dass die Dimensionen aller Kathodengebilde von der Form der Kathode unabhängig sind. Dasselbe wird wahrscheinlich auch bei tiefem Drucke gelten. Da, wie aus der Tabelle hervorgeht, $d \cdot p$ gleich einer Konstanten ist, so ergiebt sich hieraus und aus anderen nicht mitgeteilten Beobachtungen: Die Dicken d_c, d_h, d_g sind bei Drähten und Blechen gleichgross, sie sind umgekehrt proportional dem Drucke. Aus der relativen Grösse ersieht man, dass $d_g \cdot p$ am grössten ist, d. h. bei abnehmendem Drucke dehnt sich das Glimmlicht am schnellsten aus. Aus den Beobachtungsreihen geht hervor, dass bei Stickstoff sowohl die Dimensionen der Kanalstrahlen, wie des dunklen Raumes und der negativen Glimmlichtschicht denselben Gesetzen gehorchen und umgekehrt proportional dem Drucke sind.

$$d \cdot p = \mathfrak{K}.$$

Wir werden weiter unten sehen, dass diese Verhältnisse sich bei Wasserstoff anders gestalten.

5. Abhängigkeit derselben Grössen vom Drucke, wenn die Kathode ganz bedeckt ist.

Steigert man durch Verminderung des Widerstandes die Stromstärke, so bleibt, wie erwähnt, die Dicke des Glimmlichtgebildes zunächst konstant. Von dem Augenblicke an, wo die Kathode ganz bedeckt ist, wächst das Potential. Gleichzeitig zieht sich der innerste hellste Teil der Glimmlichtschicht etwas zusammen und der dunkle Raum wird kleiner, während die diffusen Glimmlichtstrahlen an Grösse zunehmen, jedoch keine scharfe Grenze zeigen. Die folgende Tabelle enthält die verschiedenen Dicken d_c, d_h der einzelnen Glimmlichtgebilde bei konstantem Drucke, die Stromstärke i und Spannung v. Hierbei zeigt sich eine Zusammenpressung des dunklen Hittorfschen Raumes mit wachsender Stromstärke sehr deutlich. Dieselbe mag ihre Ursache in der Rückwirkung der starken Ausdehnung des Glimmlichtes auf den dunklen Raum haben. Die Spannung wächst nahezu proportional mit der Stromstärke, wie dies auch schon von G. Schmidt gefunden worden ist. Die Länge der Kanalstrahlen scheint erst schneller, dann langsamer mit wachsender Stromstärke zu wachsen.

$$p = 0{,}25 \text{ mm } H_g,$$

d_c. = 1,5 1,7 1,8 2 2,1 2,2 2,6
d_h. = 9 7,6 7 6,7 6,3 6 5,7
i. = 20 21,5 22,7 24 26,5 30 33,5
v. = 320 360 400 440 500 600 700.

Die Dicke des dunklen Raumes sinkt erst schnell, um sich dann asymptotisch einem Minimum zu nähern.

6. Abhängigkeit der optischen Intensität des Glimmlichtes von Stromstärke und Druck bei nicht ganz bedeckter Kathode.

Das Resultat, dass bei Stickstoff und einer Aluminiumkathode die Stromdichte bei nicht ganz bedeckten Kathoden konstant und umgekehrt proportional dem Drucke ist, und dass ferner der Kathodenfall proportional der Stromstärke bei ganz bedeckter Kathode wächst, liessen vermuten, dass zwischen denselben Grössen und der optischen Intensität des von dem Glimmlicht ausgehenden Lichtes ein Zusammenhang bestehe. Es wurden daher die Intensitäten des Glimmlichtes durch ihre photochemischen Wirkungen bestimmt. Die Stromstärke wurde konstant erhalten, während der Druck variiert wurde. Es zeigte sich, dass bei verschiedenen Drucken, aber gleicher Stromstärke die Intensität des ganzen Glimmlichtes konstant war, solange das Glimmlicht die Kathode nicht ganz bedeckte.

Die Versuche wurden angestellt bei dem Drucke

p = 5,5; 3,3; 2,1; 1,28; 0,8; 0,54; 0,4.

Die Schwärzungen aller Streifen waren gleich. Daraus folgt:

Die Intensität des Glimmlichtes pro Stromeinheit bleibt bei allen Drucken konstant, solange die Kathode nicht ganz bedeckt ist.

Um die Abhängigkeit von Stromstärke und Intensität bei konstantem Drucke zu bestimmen, wurden die Aufnahmen bei variabler Stromstärke gemacht. Die Kathode war in allen Fällen nicht ganz bedeckt. Photographiert wurde bei verschiedener Belichtungsdauer, und zwar so, dass bei doppelter Stromstärke die halbe Belichtungsdauer angewandt wurde.

p = 2,4 mm
i = 51, 52, 54, 58, 66, 82
sec = 16 8 4 2 1 ½.

Die Untersuchungen der Schwärzungen ergaben gleiche Schwärzung bei allen Streifen.

Bei einem zweiten Versuche wurden zwei Flaschen mit verschieden dicken Elektroden verwendet, und zwar mit einem 1 mm und einem 3 mm dicken Aluminiumdraht. Auch hierbei wurde auf konstante Stromstärke einreguliert und abwechselnd das Glimmlicht der einen und der anderen nicht ganz bedeckten Kathode photographiert.

1) 3 mm	2) 1 mm
p = 6 „	i = 40 „ *sec* 6
p = 3 „	i = 40 „ „ 6
p = 1,25 „	i = 40 „ „ 6

Die Untersuchung ergab gleiche Schwärzung.

Die Gesamtintensität des ausgesandten Lichtes ist bei nicht völlig bedeckter Kathode bei gleicher Stromstärke vom Drucke unabhängig; da aber die Stromdichte proportional dem Drucke ist, so folgt, dass die Intensitäten des Glimmlichtes pro Flächeneinheit der Kathode proportional den Stromdichten sind.

Nach allen früheren Beobachtungen ist der Kathodenfall unabhängig vom Drucke. Bleibt bei verschiedenem Drucke die Stromintensität die gleiche, so ist auch die an der Kathode geleistete Arbeit dieselbe. Aus den Versuchen folgt, dass die Intensität des Glimmlichtes die gleiche ist. Demnach würde stets ein gleicher Bruchteil von Arbeit in sichtbare Glimmlichtstrahlung umgewandelt werden. Nach E. Goldstein soll das Glimmlicht von diffus zerstreuten Kathodenstrahlen herrühren. Ist das richtig, so würde aus obigen Versuchen folgen, dass unabhängig vom Drucke pro Stromeinheit ein gleicher Bruchteil von Arbeit in Kathodenstrahlenenergie umgesetzt wird. Bei höherem Drucke wird derselbe in nächster Nähe der Kathode, bei tiefem Drucke in einem grösseren Volumen des Gases in Energie der Glimmlichtstrahlen umgesetzt.

7. Untersuchung der Beziehungen zwischen l, i, p und d bei verschiedenem Kathodenmaterial.

Um ein Urteil darüber zu erhalten, welchen quantitativen Einfluss die Natur der Kathoden auf die Glimmlichtgebilde hat, wurden einige Versuche mit Platin- und Graphitkathoden angestellt. Als Gas diente Luft.

In der 1. und 2. Tabelle sind die Längen des Glimmlichtes an Kathoden aus Aluminium und Platin und die Abhängigkeit von Stromstärke und Druck enthalten. Gleichzeitig ist das Produkt aus $\frac{i}{l} \cdot p$ angegeben, in der 3. und 4. die Dicken d_c und d_h abhängig vom Drucke.

Aluminium			Platin		
p	$\frac{i}{l}$	$\frac{i}{l \cdot p}$	p	$\frac{i}{l}$	$\frac{i}{l \cdot p}$
6.84	0.182	0.0265	6.84	0,122	0.0179
4.9	0.141	0.0287	4.9	0.133	0.0272
3.7	0.104	0.0282	3.7	0.082	0.0219
2.8	0.078	0.0279	2.8	0.074	0.0265
2.05	0.056	0.0273	2.05	0.051	0.0247
1.56	0.043	0.0259	1.56	0.035	0.0225
1.2	0.034	0.0285	1.2	0.022	0.0178
0.9	0.024	0.0265	0.9	0.020	0.0222

	Aluminium			Platin		
p	d_c'	d_h	v	d_c	d_h	v
4,6	0,5	1,5	400	1	2	430
3,4	0,6	1,6	405	1,3	2,3	430
2,5	1,0	2,1	410	1,4	2,8	425
1,6	1,3	3,1	400	1,9	3,5	440
0,8	2,1	4,0	400	3,2	5,7	435

Aus den Tabellen ergiebt sich, dass dieselben Beziehungen zwischen d und p bei Aluminium- und Platinkathoden herrschen.

Das Produkt $\frac{i}{l} \cdot p$ ist auch bei Platin trotz der Unregelmässigkeit der Erscheinungen eine Konstante. Doch ist $\frac{i}{l}$ bei Platin kleiner als bei Aluminium.

War es schon bei Platin äusserst schwierig, Beobachtungen anzustellen, so war es bei Graphit unmöglich. Hierbei waren gar keine Begrenzungen zu erzielen, da das Glimmlicht an verschiedenen Stellen in Form keiner blauer Büschel auftrat. Die Zerstäubung war so stark, dass kleine hellglühende Graphitpartikelchen von der Kathode zur Glaswand hingeschleudert wurden. Das Glimmlicht selbst verteilte sich auf der ganzen Kathode.

8. Orientierende Beobachtungen über die Beziehungen zwischen den Grössen l, i, p und d bei verschiedenen Gasen.

Folgende Beobachtungen wurden angestellt, um zu sehen, inwieweit die Natur des Gases einen Einfluss auf die Gebilde an der Kathode hat. Als Gas wurde neben Stickstoff Wasserstoff, der durch Elektrolyse hergestellt war, verwendet.

Aus den Tabellen ergiebt sich, dass auch bei Wasserstoff bei konstantem Drucke, unabhängig von der Stromstärke, die Stromdichte die gleiche ist.

Druck $p = 2{,}7$

$\frac{i}{l}$
0,0619
0,0625
0,0579
0,0582

$$\text{Mittel } \frac{i}{l} = 0{,}0601.$$

Stellen wir die für verschiedene Drucke gefundenen Stromdichten $\frac{i}{F}$ und die aus ihnen berechneten Werte $\frac{i}{F \cdot p}$ und $\frac{i}{F \cdot p^2}$ zusammen, so ergiebt sich:

$$\frac{i}{F \cdot p^2} = K_1, \text{ also } \frac{i}{F} = K_1 \cdot p^2.$$

p	$\frac{i}{l}$	$\frac{i}{F.p}$	$\frac{i}{F.p^2}$
2.7	0.0617	0.00362	0.00134
1.76	0.0265	0.00240	0.00135
1.14	0.0122	0.00170	0.00148
0.76	0.00501	0.00103	0.00136

Hieraus folgt, dass bei Wasserstoff die Stromdichte nicht direkt proportional dem Drucke, sondern direkt proportional dem Quadrate des Druckes ist.

Die nächste Tabelle giebt die Dicken der Kanalstrahlen des Hittorfschen dunklen Raumes und der negativen Glimmlichtschicht der Metalle Aluminium und Platin an.

	Aluminium				Platin			
p	5,6	4,0	2,3	1,36	5,6	4,0	2,3	1,36
d_c	0,5	0,5						
d_h	0,8	2,25			1,9	2		
d_g	2,25	2,8	4,7	7	2,85	3,7	6,5	10,45

Es bestehen daher nicht für alle Gase gleiche Beziehungen zwischen den verschiedenen Grössen l, i, p und d, sondern es würden sich dieselben nach der Formel $\frac{i}{F} \cdot p_n = K_n$ ergeben. Der Exponent n von p ist abhängig von der Art des Gases. Ein ähnliches Gesetz hat H. Ebert für die Dicken des dunklen Raumes bei ganz bedeckter Kathode gefunden.

Die Dimensionen der Kathodengebilde sind, wie auch bereits oben hervorgehoben ist, bei Wasserstoff wesentlich grösser als bei Stickstoff. Das Gesetz, nach dem der dunkle Raum bei nicht vollständig bedeckter Kathode sich ausdehnt, ist

$$d \cdot p^n = \mathfrak{K}_n.$$

Resultate.

Im folgenden sollen noch einmal kurz die für die Dimensionen der Kathodengebilde gefundenen Resultate zusammengefasst werden. Das Kathodengefälle bleibt, solange die Kathode nur auf einem kleinen Teile bedeckt ist, konstant. Die Länge des Glimmlichtes ist direkt proportional der Stromstärke. Bei nicht ganz bedeckter Kathode ist die Stromdichte unabhängig von der Grösse der Bedeckung. Bei nicht ganz bedeckter Kathode ist die Stromdichte bei Drähten wie bei Platten bei konstantem Druck die gleiche. Der Quotient aus Stromdichte und Druck ist bei Stickstoff eine Konstante, während bei Wasserstoff der Quotient aus Stromdichte und dem Quadrate des Druckes eine Konstante ist. Bei ganz bedeckter Kathode wächst die Spannung proportional der Zunahme der Stromstärke. Die Länge der Kanalstrahlen wächst erst schnell, dann langsam, während die Dicke des Hittorfschen dunklen Raumes erst schnell sinkt, um sich dann

asymptotisch einem Minimum zu nähern. Die Intensität des Glimmlichtes pro Stromeinheit bleibt bei Stickstoff bei allen Drucken konstant, solange die Kathode nicht ganz bedeckt ist. An der Kathode wird wahrscheinlich, unabhängig vom Drucke, pro Stromeinheit ein gleicher Bruchteil von Arbeit in Kathodenstrahlenenergie umgewandelt.

Die charakteristischen Grössen für den Stromübergang an der Kathode dürften sein: einmal der Kathodenfall und zweitens die bei nicht vollständig bedeckter Kathode vorhandene Stromdichte. Ersteres, der Kathodenfall, ist nach allen bisherigen Versuchen unter normalen Verhältnissen eine nur von der Natur des Gases und der Kathode abhängige Grösse, die aber unabhängig vom Drucke ist. Die zweite Grösse, die normale Stromdichte an der Kathode, ist im allgemeinen abhängig vom Drucke, der Natur des Gases und der Kathode. Sie ist bei Wasserstoff kleiner als bei Stickstoff, bei Platin und Graphit kleiner als bei Aluminium. Bei Stickstoff ist sie nahezu proportional dem Drucke, während sie bei Wasserstoff mit dem Quadrate desselben steigt.

In der folgenden Tabelle sind die Werte für die normale Stromdichte $\frac{i}{F \cdot l}$ zusammengestellt, wenn die Stromdichte in Milliampère und die Längen in Millimeter, sowie wenn sie in Ampère und in Centimeter gemessen sind.

p	$\frac{i \text{ M.-A.}}{2\pi r \cdot l \text{ mm}}$	$\frac{i \text{ Amp.}}{2\pi r \cdot l \text{ cm}}$	p	$\frac{i \text{ M.-A.}}{2\pi r \cdot l \text{ mm}}$	$\frac{i \text{ Amp.}}{2\pi r \cdot l \text{ cm}}$
7.5	0.0580	5.80^{-3}	4.2	0.0228	2.28^{-3}
4.1	0.0302	3.02^{-3}	2.7	0.0098	0.98^{-3}
2.4	0.0176	1.76^{-3}	1.76	0.0042	0.42^{-3}
1.1	0.0085	0.85^{-3}	0.76	0.0008	0.08^{-3}

(Eingegangen 31. Mai 1902.)

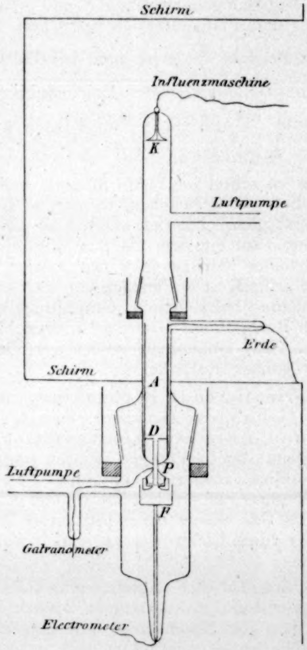
Abhängigkeit der Absorption, welche Kathodenstrahlen in einem dünnen Blättchen erleiden, vom Entladungspotential.

Von W. Seitz.

Bekanntlich nimmt die Absorption von Kathodenstrahlen in Metallblättchen mit wachsendem Entladungspotential, das ist mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen, ab. Zweck der folgenden Untersuchung ist, eine quantitative Beziehung zwischen Entladungspotential und Durchdringungsvermögen aufzustellen.

Um dies zu erreichen, mussten gleichzeitig 1. das Entladungspotential, 2. die durch ein Fenster hindurchgelangende Menge von Kathodenstrahlen und 3. die vom Fenster absorbierte Menge bestimmt werden.

Die dabei verwendete Entladungsröhre bestand aus drei durch Quecksilberschliffe verbundenen Teilen. K bildete die Kathode, die dicht an der Glaswand anliegende 2 cm weite Messingröhre A die Anode, welche stets geerdet war. Das 0,00032 cm starke Aluminiumfenster war nach der Methode von W. Wien[1]) auf ein eingeschobzenes Platin-



röhrchen P luftdicht aufgeschraubt. Das Diaphragma D hatte den Zweck, nur ein dünnes Bündel Kathodenstrahlen gerade auf die Mitte des Fensters fallen zu lassen. Die Elektrode F fing die durch das Fenster hindurch gegangenen Strahlen auf. Als Stromquelle wurde eine 4plattige Influenzmaschine verwendet. Die Zuleitungen zur Kathode wie zum Voltmeter war in Paraffin eingegossen, um Spitzenentladung zu verhüten. Das Entladungspotential wurde an einem statischen Voltmeter von Siemens & Halske, das mit der Kathode verbunden war, abgelesen. Zur Bestimmung der vom Fenster absorbierten Elektrizitätsmenge war dieses durch ein d'Arsonval-Galvanometer (von der Empfindlichkeit $3,1 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro mm bei 2 m Skalenabstand und

1) W. Wien, Wied. Ann. 65, 440, 1898.

10000 Ω Widerstand), an welches ein Nebenschluss von 5000 Ω angebracht war, zur Erde abgeleitet, während die durch das Fenster hindurch gelangende Menge Kathodenstrahlen noch mittels eines empfindlichen Dolezalekschen Elektrometers gemessen werden konnte. Zu diesem Zwecke war F durch einen sehr grossen Widerstand, nämlich durch ein etwa 2 cm langes Stäbchen blaues Schmelzglas, an dessen mit F verbundenem Ende das Elektrometer angebracht war, zur Erde abgeleitet. Der Ausschlag der Elektrometernadel ist dann proportional dem von F abfliessenden Strom. Um F und die Zuleitung vom Elektrometer vor Influenzwirkungen zu schützen, befand sich, wie die Zeichnung zeigt, der obere Teil der Röhre in einem Blechkasten, welcher an einem mehrere m^2 grossen Schirme angebracht war. Bei Spannung oberhalb 14000 Volt genügte auch das Galvanometer, um die durch das Fenster gelangenden Strahlen zu messen und hiervon wurde zur Kontrolle der elektrometrischen Bestimmungen Gebrauch gemacht.

Folgende Tabelle enthält das Mittel aus den Resultaten von sieben, im übrigen nur wenig voneinander abweichenden Versuchsreihen. Unter V stehen die Entladungspotentiale, ausgedrückt in Volt, unter $\frac{Ai}{i_0}$ das Verhältnis des Skalenausschlags, welcher an dem mit F verbundenen Elektrometer abgelesen wurde, zu dem gleichzeitig beobachteten Skalenausschlag des Galvanometers, welches die vom Fenster absorbierte Menge angab. Die Zahlen unter $\frac{Ai}{io}$ sind also proportional dem Verhältnis der durch das Fenster hindurch auf F gelangenden (d. i. „i") zu den vom Fenster absorbierten Kathodenstrahlen (d. i. „i_0").

V	$\frac{Ai}{i_0}$	$\frac{i}{i_0}$ best.	$\frac{i}{i_0}$ ber.
15800	1,19	0,00421	0,00428
15600	1,00	0,00354	0,00358
15500	0,90	0,00319	0,00328
15400	0,82	0,00290	0,00297
15200	0,68	0,00241	0,00248
15000	0,55	0,00197	0,00203
14800	0,46	0,00163	0,00164
14600	0,375	0,00132	0,00132
14500	0,335	0,00115	0,00116
14400	0,30	0,00106	0,00104
14200	0,24	0,00085	0,00082
14000	0,185	0,00065	0,00065
13800	0,14	9,00049	0,00049
13600	0,105	0,00037	0,00037
13500	0,09	0,00031	0,00032
13400	0,078	0,00027	0,00027
13200	0,062	0,00021	0,00019

Nach verschiedenen vergeblichen Versuchen zeigte sich, dass die experimentellen Daten durch die Formel $\frac{i}{i_0} = e^{\frac{-a}{V^{\frac{5}{2}}}}$, sich darstellen lassen.

Die Konstanten A und a wurden aus den für 15800 und 13800 Volt experimentell bestimmten Werten von $\frac{Ai}{i_0}$ berechnet zu 282 resp. $17{,}1 \,.\, 10^{10}$; die Reihe $\frac{i}{i_0}$ der Tabelle ist entstanden aus Reihe 2 durch Division mit 282 und stellt das Verhältnis der hindurchgedrungenen Menge Kathodenstrahlen zu der vom Fenster absorbierten dar, falls wir die Strahlen, welche durch diffuse Ausbreitung an der Rückseite des Fensters sowie durch Reflexion an F verloren gehen, vernachlässigen, was aber natürlich nur den absoluten Wert, nicht den relativen, von $\frac{i}{i_0}$ beeinflussen kann.

Die letzte Reihe enthält schliesslich die nach der Formel $\frac{i}{i_0} = e^{\frac{-a}{V^{\frac{5}{2}}}}$ berechneten Werte.

Die geringen Differenzen zwischen den letzteren und den experimentell bestimmten Zahlen liegen innerhalb der Grenze der wahrscheinlichen Fehler. Es folgt also, dass der Absorptionskoeffizient umgekehrt proportional $V^{\frac{5}{2}}$ oder umgekehrt proportional der 5. Potenz der Geschwindigkeit der Elektronen ist.

Ich beabsichtige, demnächst die Untersuchungen auch auf höhere Entladungspotentiale auszudehnen, wenn mir ein hierfür geeigneter Messaparat zu Gebote steht. Da aber bis dahin noch einige Zeit vergehen wird, hielt ich es für angezeigt, einstweilen die Ergebnisse der Messungen bei geringeren Spannungen zu veröffentlichen.

Würzburg, August 1902.

Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 11. August 1902.)

Über den Durchgang des elektrischen Stromes durch ein gasförmiges Medium im Felde rotierender Magnete.

Von J. J. Taudin Chabot.

Zur Behandlung der Frage, ob das Feld des um seine Achse rotierenden Magnets an dieser Rotation teil hat oder nicht, diskutierte Lecher[1]) eine Reihe von ihm selbst, wie von

1) Lecher, Wien. Ber. **103**, 961, 1894.

anderen angestellter Versuche. Unter jenen besteht einer darin, dass der Magnet um dessen Pol das Faradaysche Pendel[1]) — in der Ampèreschen Form eines zweiarmigen Bügels[2]) — umläuft, in Rotation versetzt wird: Die Umlaufsgeschwindigkeit des Leiterbügels zeigt sich unabhängig von der Drehungsgeschwindigkeit des Magnets, sei diese o oder > 0.

Statt durch einen starren Leiter kann der elektrische Strom auch durch ein Gas seinen Weg nehmen, um dann ebenfalls bei passender Annäherung eines Magnetpols die Erscheinung der Gleichpolrotation[3]) zu zeigen. Einen entsprechenden Apparat liess ich, wie folgt, konstruieren: Von einem Glockenmagnet ist der mittlere Eisenteil in etwa der halben Länge mit isoliertem Kupferdraht bewickelt, so dass der Innenraum des Glockenmagnets zur Hälfte mit jenen Windungen ausgefüllt erscheint, zur Hälfte frei bleibt. Hier, neben dem freien Ende des centralen Eisens steckt ein passend evakuiertes Glasgefäss — derart wie das von De la Rive angegebene[4]) — welches der zwischen diesem und dem peripheren Eisen des Glockenmagnets sich erstreckende Teil des Magnetkreises mithin radial durchsetzt. Die Dimensionen des Apparates sind: Durchmesser des peripheren Eisens, aussen 8,4 cm, innen 8,2 cm — Durchmesser des centralen Eisens 1,2 cm — Länge 20 cm; Solenoid von 2600 Windungen eines runden Kupferdrahts, dessen Durchmesser 0,1 cm beträgt, bei einer Seidenisolation in 0,0025 cm Stärke ringsum. Glockenmagnet und Gefäss lassen sich mittels einer Schwungmaschine um die vertikal orientierte Achse drehen, während Schleifkontakte den Anschluss zweier kleiner Trockenelemente zur Erregung des Glockenmagnets, sowie eines mittelgrossen Induktoriums zum Betrieb der Röhre ermöglichen.

1) Faraday, Quarterly Journ. of Sc., **12**, 74, 1821.
2) Ampère, Mém. del' Ac. d. Paris, **6**, 219, 1823.
3) Über die Worte „Gleichpolrotation“ und „Gleichpolinduktion“, statt „Unipolarrotation“ und „Unipolarinduktion“, vgl. meinen Vorschlag, Phil. Mag., ..., 1899.
4) De la Rive, Pogg. Ann. **104**, 129, 1858.

Es vollbringt der Stromfaden zunächst etwa 1 Umlauf per Sekunde. Dreht man jetzt aber das System, so erfährt die Umlaufsbewegung des Stromfadens eine sehr merkliche Beschleunigung; ist dieselbe, wenn der Magnet entgegengesetzt gedreht wird, negativ, so kann selbst ein Richtungswechsel der Umlaufsbewegung eintreten. Ändert man die Drehrichtung plötzlich, so folgen stets die den Elektroden näheren Teile des Stromfadens zuerst, während der mittlere Teil etwas zurückbleibt — der Faden mithin seitswärts leicht gekrümmt wird — das Ganze den Anschein erweckend, wie wenn der Stromfaden von den Elektroden aus mechanisch gezwungen würde, seinen Umlauf positiv oder negativ zu beschleunigen. — Gleichpolinduktion andererseits findet (seitens des rotierenden Magnets) offenbar gleichzeitig nicht statt, leuchtet doch der umlaufende Stromfaden in einem konstanten Rötlich-Violett, hingegen übergelagerte Induktionsströme, sollten sie bei den Bewegungsvariationen des Stromfadens mitwirken, äquivalente Helligkeitsschwankungen verursachen müssten.

Degerloch (Wttbg.), 30. Juli 1902.

(Eingegangen 3. August 1902.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Die Kompensation des Schiffskompasses.

Von H. Meldau (Bremen).

Selbst bei sorgfältiger Auswahl des Kompassortes ergiebt sich für fast alle Eisenschiffe die Notwendigkeit, künstliche Mittel zur Reduktion der natürlichen Ablenkungen des Kompasses heranzuziehen. Grosse Ablenkungen würden nicht nur die Anwendung der Näherungsformel $\delta = A + B \sin \zeta + C \cos \zeta + D \sin 2\zeta + E \cos 2\zeta$, in der ζ den Kompasskurs bedeutet, zur Berechnung der Deviation verbieten, sie sind auch für die Navigierung selbst störend und, zumal in engen Gewässern, nicht ohne Gefahr. Da grosse Ablenkungen mit dem Kurswinkel stark veränderlich sind, so täuschen sie bei Kursänderungen das Urteil des Schiffsführers über die thatsächliche Winkelbewegung des Schiffes und geben unter Umständen Anlass zum Unruhigwerden der Rose. Ferner sind grosse Ablenkungen auch grossen Änderungen bei Veränderung der magnetischen Breite unterworfen. Diese Änderungen verteilen sich auf die verschiedenen Bestandteile der Deviation in verschiedenem Masse, und, indem sie sich zu den Änderungen durch halbfesten Magnetismus addieren, verschleiern sie den Einfluss des letzteren. Ein Hauptgrund zu Gunsten der Kompensation liegt in dem durch sie bewirkten Ausgleich der Richtkräfte auf den verschiedenen Kursen und der gleichzeitig ermöglichten Erhöhung der mittleren Richtkraft. Die Kompensation des Krängungsfehlers endlich ist unumgänglich mit Rücksicht auf die Ruhe der Kompassrose.

Als allgemeiner Grundsatz für die Kompen-

sation muss der gelten, dass möglichst jede magnetische Kraft des Schiffes durch eine adäquate, d. h. nicht nur für alle Kurse, sondern auch für alle magnetischen Breiten ihr entgegengesetzt gleiche Kraft aufgehoben wird. Die Anwendung dieses Grundsatzes hat auf die Gleichungen zurückzugehen, welche die Koeffizienten der obigen oder der exakten[1]) Deviationsformel mit den magnetischen Konstanten des Schiffes verbinden. Im folgenden sollen die Kompensationseinrichtungen des Schiffskompasses in der Reihenfolge besprochen werden, in der sie bei der Ausführung der Kompensation anzubringen sind.

Unter gewöhnlichen Verhältnissen und bei Kompassen mit kleinen Nadeln von geringem magnetischen Moment ist die Kompensation der Quadrantaldeviation die am exaktesten ausführbare. Die Koeffizienten D und E der Quadrantaldeviation lassen sich in einer hier genügenden Annäherung durch die Formeln darstellen

$$\sin D = \mathfrak{D} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{a-e}{2}\,;\quad \sin E = \mathfrak{E} = \frac{1}{\lambda}\,\frac{d+b}{2}\,,$$

wo $\lambda = 1 + \frac{a+e}{2}$ die mittlere Richtkraft nach magnetisch Nord in Einheiten der Horizontalintensität ausdrückt. Bei der Kompensation des Hauptkoeffizienten D wird man sich die Möglichkeit einer Erhöhung der mittleren Richtkraft nicht entgehen lassen. Um den Kompass durch Kompensationsvorrichtungen nicht allzusehr zu belasten, kompensiert man die (negativen) Werte des a und e nicht einzeln, sondern führt nur ein positives e' ein, indem man seitwärts vom Kompass in der Höhe der Rosenmagnete Kästen mit eisernen Ketten, Cylinder oder Kugeln aus weichem Eisen anbringt, die ein $e' = a - e$ erzeugen, wodurch $\lambda' = 1 + a$ und $\mathfrak{D} = \frac{1}{\lambda'}\,\frac{a-e-e'}{2} = 0$ wird.[2]) Heute benutzt man nach W. Thomsons Vorschlage meist starkwandige eiserne Hohlkugeln von 12 bis 30 cm Durchmesser. Da die Korrektoren unter der Annahme, dass die Horizontalkraft für sie ebenso durch die schiffsmagnetischen Kräfte modifiziert wird wie für die Kompassnadeln, dieselben Deviationen an Bord wie an einem eisenfreien Orte erzeugen, so kann man die Grösse der anzubringenden Kugeln und die Entfernungen, die ihnen von der Rosenmitte zu geben sind, nach Feststellung des D aus Tabellen entnehmen. Die Anbringung der D-Korrektoren hat vor der Kompensation der Semicirkulardeviation zu geschehen, weil es nicht ausgeschlossen ist, dass in den Korrektoren von Natur feste Pole enthalten sind oder dass solche in ihnen durch die schiffsmagnetischen Kräfte oder durch die Kompensationsmagnete induziert werden.

Hat der Koeffizient E, wie es besonders unter den schwierigeren Umständen an Bord von Kriegsschiffen vorkommt, einen von Null verschiedenen Wert, so kann man ihn gleichzeitig mit D kompensieren, indem man die Verbindungslinie der Kugelmittelpunkte um einen Winkel α aus der Querschiffsrichtung herausdreht, so zwar, dass $tg\,2\,\alpha = \frac{E}{D}$. Die Grösse und Entfernung der Kugeln ist in diesem Falle mit dem Werte $\sqrt{D^2 + E^2}$ auszunehmen. Bei positivem E ist die links befindliche, bei negativem E die rechts befindliche Kugel vorzuschieben.

Eine Kompensation der konstanten Deviation geschieht, wo sie überhaupt ausgeführt wird, nicht durch magnetisch wirkende Vorrichtungen, sondern durch Verlegen des Steuerstriches um den Betrag des A nach rechts oder links.

Nachdem die Quadrantaldeviation ausgeglichen ist, hat man zunächst die vertikale Weicheisenstange zur Kompensation der Horizontalkomponente der Vertikalinduktion, die sogen. Flinderstange, anzubringen. Über diese soll jedoch nicht hier, sondern später im Zusammenhange mit der übrigen Kompensation der Semicirkulardeviation das Nötige gesagt werden.

Eine ideale Kompensation des Krängungsfehlers würde fünf verschiedene Kompensationsvorrichtungen erheischen. In der That ist die Krängungsdeviation durch den Ausdruck gegeben

$$\delta_i - \delta = \frac{c-g}{2\lambda}\,i + \mathfrak{J}\,i\cos\zeta - \frac{c+g}{2\lambda}\,i\cos 2\zeta$$
$$= \mathfrak{J}\,i\cos\zeta + \frac{c}{\lambda}\,i\sin^2\zeta - \frac{g}{\lambda}\,i\cos^2\zeta,$$

$$\text{wo } \mathfrak{J} = \frac{eZ}{\lambda H} - \frac{kZ+R}{\lambda H}$$

ist. Zur Kompensation des g, das eine auf nördlichen und südlichen Kursen mit gleichem Zeichen behaftete Deviation erzeugt, würde eine horizontal längsschiffs mit dem einen Ende über oder unter dem Kompass liegende Stange einzuführen sein. Da g jedoch für gut und nicht zu nahe den Enden des Schiffes aufgestellte Kompasse klein ist, so sieht man von der Anbringung einer solchen Stange ab. Der Koeffizient c, der eine auf O- und W-Kurs ihr Maximum erreichende Krängungsdeviation er-

1) Vergl. den früheren Aufsatz „Die Ablenkung des Kompasses an Bord der Eisenschiffe" (d. Z. 3, 391, 1902), wo auch die übrigen im folgenden benutzten Bezeichnungen ihre Erklärung fanden.

2) Streng genommen, wird, besonders beim Gebrauche von Kugeln, gleichzeitig ein negatives a eingeführt; die mittlere Richtkraft ist deshalb auch etwas geringer, als oben angegeben.

zeugt, wird mit durch die Flinderstange kompensiert, falls eine solche angebracht ist. Durch die Flinderstange ist auch Gelegenheit gegeben, den Koeffizienten k teilweise mit zu kompensieren, indem man diese Stange entweder über die Stellung erhöht oder unter die Stellung senkt, in der sie eine rein horizontale Gesamtwirkung am Rosenorte ausübt.

Sehen wir jedoch von einer solchen Kompensation des k ab, so muss, damit das Hauptglied $\mathfrak{J} . i . \cos \zeta'$ der Krängungsdeviation verschwinde,

$$0 = eZ - (kZ + R)$$

sein. Bezeichnet Z' die gesamte vom Erd- und vom Schiffsmagnetismus am Kompassorte erzeugte Vertikalkraft, so ist

$$Z' = Z + kZ + R.$$

Es muss also, damit der Krängungskoeffizient $\mathfrak{J} = 0$ wird,

$$Z' = Z + eZ \text{ oder}$$

$$\frac{Z'}{Z} = 1 + e = 1 + \frac{a+e}{2} - \frac{a-e}{2} = \lambda - \lambda \mathfrak{D}$$
$$= \lambda (1 - \mathfrak{D})$$

sein.

Der mit der Breite stark veränderliche Teil $\frac{e . Z}{\lambda . H}$ des Krängungskoeffizienten, der davon herrührt, dass vorher horizontale Eisenmassen durch die Krängung der Vertikalinduktion ausgesetzt werden, wird in wirksamer, für alle magnetischen Breiten gültiger Weise durch die Anbringung der D-Korrektoren fast ganz beseitigt. Durch diese Korrektoren wird die Querschiffsinduktion gleich der viel kleineren Längsschiffsinduktion ($e = a$) gemacht. Die Bedingung für das Verschwinden des $\mathfrak{J}$ wird demnach, falls D-Korrektoren angebracht sind,

$$\frac{Z'}{Z} = 1 + a = 1 + \frac{a+e}{2} + \frac{a-e}{2} = \lambda + \lambda \mathfrak{D}$$
$$= \lambda (1 + \mathfrak{D}),$$

wo λ und $\mathfrak{D}$ die ursprünglichen Werte dieser Grössen bedeuten.

Die Kompensation des nach Anbringung der D-Korrektoren verbleibenden Restes des Krängungskoeffizienten geschieht durch Anbringung eines Vertikalmagneten genau unter der Kompassmitte. Man führt sie aus, ohne das Schiff zu krängen, indem man zur Messung der Vertikalkräfte die Schwingungsdauer einer Vertikalnadel oder die Thomsonsche Vertikalkraftwage benutzt. Diese ist im wesentlichen eine Inklinationsnadel, die, bei der Beobachtung im magnetischen Meridian orientiert, durch ein verschiebbares Gewichtchen zum Gleichgewicht in horizontaler Lage gebracht wird. Der Abstand des Gewichtes von der Achse giebt unmittelbar die Grösse der zu messenden Vertikalkraft an. Zunächst beobachtet man die Einstellung (n) des Gewichtes an einem eisenfreien Orte am Lande und giebt dem Gewichte, wenn die Quadrantaldeviation nicht kompensiert ist, die Einstellung

$$n' = n . \lambda (1 - \mathfrak{D}),$$

wenn sie kompensiert ist, die Einstellung

$$n' = n . \lambda (1 + \mathfrak{D}).$$

Nachdem dann das Schiff zur Vermeidung eines Einflusses des Koeffizienten g auf magnetisch O- oder W-Kurs gelegt ist, bringt man das Instrument an die Stelle, an der sich sonst die Kompassnadeln befinden und verschiebt den Vertikalmagneten unter der Kompassmitte so lange, bis die horizontale Lage der Nadel erreicht ist. — Auch auf See kann die Vertikalkraftwage, wenn die Einstellung des Krängungsmagneten geändert werden muss, unter Benutzung einer Karte der Linien gleicher Vertikalintensität gute Dienste leisten.

Die Koeffizienten B und C der Semicirkulardeviation hängen mit der Längsschiffskraft P und der Querschiffskraft Q des festen Schiffsmagnetismus, sowie den Konstanten c und f der Vertikalinduktion durch die Formeln zusammen

$$\sin B = \mathfrak{B} = \frac{1}{\lambda}\left(c \operatorname{tg} \Theta + \frac{P}{H}\right);$$
$$\sin C = \mathfrak{C} = \frac{1}{\lambda}\left(f \operatorname{tg} \Theta + \frac{Q}{H}\right),$$

wo Θ die Inklination bedeutet.

Der Koeffizient f, dessen Vorhandensein unsymmetrisch verteiltes Eisen voraussetzen würde, kann als verschwindend angesehen werden. Die Kompensation des c geschieht durch eine vertikale[1]) in der Mittschiffsebene vor oder hinter dem Kompasse angebrachte Weicheisenstange. Diese Stange ist die älteste Kompensationsvorrichtung; seitdem Flinders sie angegeben, ist sie nie ganz in Vergessenheit geraten, doch hat erst W. Thomson ihr unter dem Namen „Flinders bar" zu allgemeiner Anwendung verholfen. Am Thomsonschen Kompass besteht diese Stange aus einem 8 cm dicken massiven Eisencylinder, der in einer Messinghülse untergebracht und seiner Länge nach in mehrere Stücke zerschnitten ist. Indem man die unteren Stücke fortnimmt und durch Holzklötze ersetzt, vermag man die Wirkung der Stange zu variieren. Für einen bekannten Wert des c lässt sich die Länge der anzuwendenden Flinderstange aus einer Tabelle entnehmen. Ihre Anbringung auf einem neuen Schiffe kann, da beobachtete Werte des c noch nicht vorliegen, nur eine versuchsweise

1) Die Worte „vertikal" und „horizontal" sollen im folgenden des bequemeren Ausdrucks wegen im Sinne von „senkrecht zum Deck" und „parallel zum Deck" gebraucht werden.

sein, wobei man die auf Schwesterschiffen oder ähnlichen Schiffstypen gemachten Erfahrungen heranziehen wird. Die Berichtigung der Kompensation hat dann durch den Schiffsführer zu geschehen, nach der Vorschrift: Wenn das Schiff nach Orten mit geringerer Vertikalkraft geht, so kompensiere man ein neu auftretendes B durch Verlegung der Längsschiffsmagnete; im entgegengesetzten Falle durch Verstärkung oder Schwächung der Flinderstange. Da c für die auf der Brücke moderner Schiffe aufgestellten Kompasse negativ ist, so ist die Flinderstange fast stets vor dem Kompasse anzubringen. Der Gebrauch der Flinderstange dehnt sich immer mehr aus; auf den Schiffen der Handelsmarine ist sie schon seit längerer Zeit als Bestandteil des Thomsonschen Kompasses eingeführt; auch die kaiserliche Marine beabsichtigt, nachdem genügende Beobachtungen vorliegen, die getrennte Kompensation der Bestandteile des B zu versuchen.[1])

Nachdem die Flinderstange angebracht ist, bleibt der Rest der Semicirkulardeviation durch feste Magnete zu beseitigen. Man bringt entweder einen einzigen Magneten unter dem aus der Gleichung $tg\,\alpha = \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{B}}$ berechneten sogen. „Steuerbordswinkel" α zur Kielrichtung an, oder man kompensiert die beiden Komponenten P und Q einzeln. Das letztere Verfahren ist vorzuziehen. Die Magnete werden an Deck festgeschraubt oder in besonderen Öffnungen des Kompassständers untergebracht und zwar so, dass zur Vermeidung vertikaler Kräfte am Kompassorte die Mitten der Längsschiffsmagnete sich in einer durch die Kompassmitte gelegten Querschiffsebene, die Mitten der Querschiffsmagnete sich in der Mittschiffsebene befinden. Es gilt als Regel, dass die Entfernung der Magnete von der Rosenmitte mindestens gleich der doppelten Länge des Magneten sein soll.

Die Ausführung der Kompensation erfolgt empirisch, indem das Schiff mittels einer Peilscheibe auf die magnetischen Hauptkurse und zwar zur Kompensation des B auf den magnetischen O- oder W-Kurs gelegt wird. Man ordnet dann die Längsschiffsmagnete so an, dass das Schiff auch an der Rose O bezw. W anliegt. Entsprechend verfährt man auf magnetisch N- oder S-Kurs zur Kompensation des C.

Nachdem die Kompensation vollendet ist, hat man das Schiff nochmals herumzudrehen, um den etwaigen Rest der Deviationen zu beobachten und zu einer „Steuertabelle" zusammenzustellen.

Die Ausführung der Kompensation kann auch ohne jede Richtungsbestimmung, z. B. im Nebel und bei unsichtigem Wetter geschehen, und zwar dadurch, dass man die Richtkräfte auf den vier Hauptkursen N, S, O, W ausgleicht. Zur Messung der Richtkräfte bedient man sich der Ablenkungsmethode. Die verschiedenen Formen der Deflektoren, die man hierbei benutzt, und ihre Anwendung sollen in einem späteren Referate besprochen werden.

Die erfolgreiche Anwendung der im vorstehenden beschriebenen Kompensationsvorrichtungen, die im wesentlichen auf Vorschläge von Airy aus dem Jahre 1839 zurückgehen, ist erst durch die Einführung der Thomsonschen Kompassrose ermöglicht worden, bei deren Konstruktion der grosse Physiker die „vollkommene Anwendbarkeit der Kompensationsmethode des Astronomer Royal" als oberstes Ziel im Auge hatte.

Der Thomsonsche Kompass mit seinen Kompensationsvorrichtungen reicht allerdings nicht in allen Fällen aus. In den Panzertürmen der Kriegsschiffe müssten die Quadrantalkugeln häufig wegen der Grösse des D nicht nur übermässige Dimensionen annehmen, sie würden auch in ihrer Wirkungsweise selbst durch die umgebenden Eisenmassen wesentlich modifiziert werden. Der Peichlsche Kompass oder der ihm nachgebildete Kompensationskompass der Kaiserlichen Marine, die man an solchen Stellen mit Erfolg verwendet, erreichen die Kompensation der Quadrantaldeviation auf einem ganz anderen Wege. Während beim Thomsonschen Kompass eine Induktionswirkung der Nadelpole auf die Quadrantalkorrektoren sorgfältig vermieden und durch die alleinige Benutzung der erdmagnetischen Horizontalinduktion eine für alle magnetischen Breiten korrekte Kompensation des D erreicht wird, beruht die Wirkung der Quadrantalkorrektoren der letztgenannten Kompasse zum grössten Teile auf der Nadelinduktion, sie gilt daher nur für einen bestimmten Wert der Horizontalintensität. Um die Weicheisenmassen nahe genug an die Nadeln heranzubringen, sind sie am Kompasskessel selbst innerhalb der Kardanischen Aufhängung angebracht.

Beim Kompensationskompass unserer Marine, der hier als Beispiel beschrieben werden soll, ist der Kessel eines Fluidkompasses in der Höhe des Magnetsystems der Rose mit 32 gleichmässig im Kreise verteilten, radial verlaufenden Weicheisenstäben umgeben. Durch einen Mechanismus können diese Eisenstäbe je in ihrer Längsrichtung verschoben werden und zwar so, dass ihre inneren Enden entweder einen Kreis oder eine Ellipse von grösserer oder geringerer Excentrizität bilden. In der Nullstellung sind die inneren Enden aller Stäbe etwa 20 mm von der Rose entfernt; die Wirkung des Apparates besteht dann lediglich in einer beträchtlichen

1) Lehrbuch der Navigation, herausgeg. vom Reichs-Marine-Amt, Berlin (1901).

Verstärkung der mittleren Richtkraft. Werden die seitlichen Stäbe aber einwärts verschoben, so dass die inneren Enden aller Stäbe eine Ellipse um den Kompass bilden, so wird ausserdem eine kräftige negative Quadrantaldeviation ausgeübt, deren Grösse an einer Skala nach einer beigegebenen Tabelle bestimmt werden kann. Zur Kompensation eines etwa vorhandenen E lässt sich das ganze System der Kompensationsstäbe um etwa 25^0 nach jeder Seite der Mittschiffslinie verstellen. Eine konstante Deviation kann durch Drehung des inneren Kompasskessels um den Betrag des A aufgehoben werden. Die Kompensation der Krängungsdeviation geschieht in der gewöhnlichen Weise. Es ist dabei zu berücksichtigen, dass die Eisenstäbe, da sie bei der Krängung des Schiffes horizontal bleiben, nichts zur Beseitigung des Krängungsfehlers beitragen. Der Kompass erfordert vielmehr für sich selbst gleichsam eine Krängungskompensation, da bei Schwankungen des Kessels die Kompensationsstäbe der Induktion durch die Vertikalkraft ausgesetzt werden. Unter dem Kompasskessel ist deshalb ein kurzes Vertikalrohr zur Aufnahme eines sogen. Beruhigungsmagneten angebracht. Die Einstellung dieses Magneten ist dem jeweiligen Werte der Vertikalintensität entsprechend zu ändern.

Die Verhältnisse, unter denen der Kompass an Bord der Eisenschiffe seinen Dienst thun soll, sind bis heute stetig ungünstigere geworden, nicht nur auf den Kriegsschiffen, sondern auch auf den Fahrzeugen der Handelsmarine. So ist auf den modernsten Schnelldampfern der Hauptkompass zwar durch seine Aufstellung auf der Brücke 10 m über den Schiffsrumpf erhöht, dafür ist er aber von allen Seiten mit eisernen Brückenaufbauten umgeben.[1]) Da die heutige Kompensation den Veränderungen mit der magnetischen Breite nur unvollkommen und den Veränderungen durch halbfesten Magnetismus überhaupt nicht Rechnung zu tragen vermag, so liegt es auf der Hand, dass sie um so unvollkommener bleiben muss, je grösser die zu kompensierenden Koeffizienten sind. Man wird sich kaum dazu entschliessen, die Anzahl der Kompensationsmittel noch zu erhöhen, um so mehr aber ist zu wünschen, dass die grossen Reedereien im Plane ihrer Schiffe für einen guten Kompassort sorgen, indem sie nötigenfalls die nächste Umgebung aus Holz oder einem anderen unmagnetischen Material, etwa aus Nickelstahl, herstellen lassen.

1) Auf dem Dampfer „Kronprinz Wilhelm" waren z. B. zur Kompensation des Krängungsfehlers nicht weniger als elf Magnetstäbe erforderlich. Auf dem in Bau befindlichen Dampfer „Kaiser Wilhelm II." lässt der Norddeutsche Lloyd die in der Nähe des Kompasses stehenden Brückenaufbauten aus Nickelstahl und Holz herstellen.

(Eingegangen 29. April 1902.)

BESPRECHUNGEN.

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität, IX. bis XI. Reihe (1835). Herausgegeben von A. J. von Oettingen. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. 126.) 106 S. mit 15 Figuren. Geb. M. 1,80. XII. und XIII. Reihe (1838). (Ostwalds Klassiker. 128.) 133 S. mit 29 Figuren. Geb. M. 2,—. Leipzig, W. Engelmann. 1901.

Es ist ein sehr verdienstliches Werk, die berühmten Experimentaluntersuchungen Faradays auch weiterhin bequem zugänglich zu machen, wie es hier nach den Poggendorffschen Übersetzungen und mit Anmerkungen des Herausgebers geschieht.

Heft 126, Reihe IX bis XI, bringt zunächst die Entdeckung der Erscheinungen der Selbstinduktion und deren systematische experimentelle Erforschung. Reihe X ist mehr der Vollständigkeit halber abgedruckt und enthält im wesentlichen in wenigen Paragraphen die Beschreibung einer verbesserten Form der Voltaschen Batterie. Von ganz besonderem Interesse aber ist die berühmte Reihe XI, in welcher Faraday seine so überaus grundlegenden Anschauungen über die Wirkung elektrischer Kräfte in die Ferne entwickelt, welche die scheinbare direkte Fernwirkung auf die Vorgänge in dem jeweiligen Medium zurückführt. Daran schliessen sich die berühmten Versuche mit dem Faradayschen Käfig und das Studium der spezifisch dielektrischen Eigenschaften der Körper.

Heft 128, Reihe XII und XIII, behandelt das Studium der verschiedenen Arten von elektrischer Entladung, ein Gebiet, das namentlich in der neuesten Zeit wieder Gegenstand eifrigster Forschung geworden ist und bei dessen Behandlung sich Faradays glänzender Forschergeist in der bewunderungswürdigsten Weise bethätigt. Es bietet daher gerade die Lektüre dieses Heftes um ihrer selbst willen und wegen der mannigfaltigen Beziehungen und Vorahnungen heutiger Anschauungen einen überaus grossen Genuss für jeden, der an der Entwicklung dieses Gebietes Anteil nimmt. E. Bose.

(Eingegangen 25. Mai 1902.)

Crew, Henry, and Tatuall, Robert R., A laboratory manual of physics for use in high schools. (Ein Laboratoriumshandbuch der Physik [zum Gebrauch in Hochschulen].)

With 128 fig. 8. XIII u. 234 S. 1902. New York, Macmillan Company. Gebunden.

Der amerikanische Hochschulunterricht ist in viel weitgehenderem Masse als der unsrige auf Übungen aufgebaut; so werden auch die Anfangsgründe der Physik dort vielfach nicht in Form eines Kollegs vorgetragen, sondern der Student wird in den ersten elementaren Übungen angeleitet, die Grundthatsachen der Physik durch möglichst einfache Experimente selbst zu finden; er wird selbst zum Entdeckungsreisenden in einem für ihn noch unbekannten Gebiete, wobei ihm nur hier und da der Weg schon vom Lehrer geebnet oder mit Wegweisern versehen ist. Ein solcher Wegweiser ist das vorliegende Büchlein, aus dem sich sicher auch für unseren deutschen Universitätsunterricht manche Anregung schöpfen lässt. Vor allem aber dürfte für Lehrer an Realgymnasien und Realschulen, in denen ja vielfach Schülerübungen abgehalten werden, in diesem Buche mancher nützliche Wink zu finden sein. Die Hauptgesichtspunkte der Verfasser sind folgende:

Der Energieaufwand von seiten des Lehrers soll möglichst klein sein.

Die Apparate sollen billig sein — da stets eine grosse Zahl gleichartiger Apparate vorhanden sein muss; sie sollen für den Lernenden leicht begreiflich sein und wenig Erklärung seitens des Lehrers erfordern.

Wie diese Bedingungen von den Verfassern erfüllt worden sind, und in welcher Art der Stoff angeordnet ist, wird am besten aus einem Beispiel klar:

„Übung 86.-Lichtbrechung.

Litteratur: (Hier sind einige Lehrbücher angegeben).

Apparate: Glasblock mit parallelen Flächen etwa 2,5 cm dick — wenn nicht vorhanden, genügen auch einige aufeinander geschichtete Glasplatten —; ebenes Holzbrett, rechtwinkliges Dreieck, Transporteur, Millimetermassstab, dünne Nadeln, Papier.

Problem: Es ist die Ablenkung des Lichtes beim Übergang von einem Medium in ein anderes zu untersuchen.

Versuche: Ziehe auf dem Papier eine Gerade LL'. Stelle den Glasblock hochkant, die Vorderseite genau auf LL'; diese Seite soll die brechende Fläche sein. Stelle eine Nadel senkrecht auf einen Punkt A in Berührung mit der Rückseite des Glases, eine zweite an irgendeinen Punkt B der Vorderseite in Berührung mit dieser. Sieh mit einem Auge durch das Glas, so dass A und B sich zu decken scheinen, und stelle eine dritte Nadel in dieselbe Richtung bei C einige Centimeter von B."

Es folgt dann eine Anleitung, aus dem durch die Nadeln auf dem Papier markierten Strahlengang mittels einiger Hilfslinien und durch Abmessung mit einem Massstab das Brechungsgesetz abzuleiten.

Von ähnlicher Einfachheit sind fast sämtliche Apparate; Ausnahmen bilden nur solche, die sich ohne Verzicht auf Brauchbarkeit nicht improvisieren lassen, wie z. B. Wage und Galvanometer. Bei derartigen Apparaten ist jedoch auf geeignete Bezugsquellen hingewiesen, wo dieselben in möglichst einfacher und preiswürdiger Ausführung erhältlich sind.

Auch die richtige Anordnung eines Beobachtungsjournals ist an zahlreichen Beispielen erläutert und dem Rechenschieber, der unter den deutschen Universitätsstudierenden merkwürdigerweise noch fast unbekannt ist — an den technischen Hochschulen ist er längst allgemein in Gebrauch —, ist ein ganzes Kapitel gewidmet. Den Schluss bildet eine Anzahl von Tabellen physikalischer Konstanten.

W. Kaufmann.

(Eingegangen 15. Juni 1902.)

J. H. van't Hoff, Vorlesungen über theoretische und physikalische Chemie. 1. Heft: Die chemische Dynamik. 2. Auflage. gr. 8. XI und 251 Seiten. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn 1902. M. 6,—.

Der Umstand, dass der 1898 erschienenen ersten Auflage nunmehr schon eine zweite gefolgt ist, bestätigt den tiefen Eindruck, welchen die eigenartige Behandlungsweise der theoretisch- und physiko-chemischen Probleme durch den berühmten Verfasser in weiten Fachkreisen gemacht hat.

Dem Umfange des Buches entsprechend kann und soll keine vollständige Behandlung der Lehre vom chemischen Gleichgewicht und von der Reaktionsgeschwindigkeit geboten werden, sondern es sollen vielmehr, dem ursprünglichen Zwecke der Vorlesung entsprechend, die Hauptpunkte des grossen Gebietes und ihre Zusammenhänge derart klar hervorgehoben und behandelt werden, dass ein eingehendes Studium des Buches den Schlüssel zum Verständnis auch aller Einzelheiten liefert. Der überaus klaren Darstellungsweise van't Hoffs zu folgen, erweist sich als ein ebenso grosser Genuss wie als auserlesenes Förderungsmittel zum Verständnis des Gegenstandes und kann deshalb zur Gewinnung eines grösseren Gesichtskreises und Überblickes wie auch zum Eindringen in die geheimsten Tiefen der chemischen Reaktionskinetik nur aufs wärmste empfohlen werden. E. Bose.

Tagesereignisse.

Der Vorstand der deutschen Physikal. Gesellschaft versendet folgende Vorschläge für eine neue, dem jetzigen Stande der Wissenschaft besser angepasste Einteilung der Kapitel in den „Fortschritten der Physik". (Nach dem Entwurf

der von dem Vorstande der Deutschen Physikalischen Gesellschaft eingesetzten Kommission.)

Etwaige Äusserungen zu diesen Vorschlägen werden für die Abschnitte I bis VI an Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf bei Berlin, Güntzelstr. 43, für die Abschnitte VII und VIII an Professor Dr. R. Assmann, Berlin N 65 Seestr. 61, erbeten.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.
2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.
3. Mass und Messen.
4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.
5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.
6. Hydromechanik.
7. Kapillarität.
8. Aeromechanik.

II. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.
2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.
3. Elektrochemie.
4. Photochemie.
5. Thermochemie.
6. Struktur. Krystallographie.

III. Akustik.

1. Physikalische Akustik.
2. Physiologische Akustik.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.
2. Quellen der Elektrizität.
3. Elektrostatik.
4. Masse und Messinstrumente.
5. Apparate.
6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.
7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.
8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.
9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz. Gasentladungen.
10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen.
11. Röntgenstrahlen.
12. Magnetismus.
13. Elektromagnetismus. Elektrodynamik. Induktion. Wechselströme. Halleffekt.
14. Elektrische Schwingungen. Feddersen. Hertz.
15. Elektro- und Magnetooptik.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.
2. Optische Apparate.
3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.
4. Interferenz. Beugung.
5. Polarisation. Doppelbrechung. Krystalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.
6. Emission. Absorption. Photometrie.
7. Lumineszenz (ausschl. Elektrolumineszenz.)
8. Photographie.
9. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.
2. Kinetische Theorie der Materie.
3. Thermische Ausdehnung.
4. Temperaturmessung.
5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.
6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.
7. Wärmeleitung.

VII. Astrophysik.

1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.
2. Die Sonne.
3. Die Planeten und Monde.
4. Meteore und Meteoriten.
5. Zodiakallicht.
6. Kometen.
7. Fixsterne.
8. Nebelflecken und Sternhaufen.

VIII. Geophysik.

A. Physik der Lithosphäre.

1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.
2. Erdmessung.
3. Schweremessungen und Lotabweichungen.
4. Veränderlichkeit der geographischen Breite.
5. Boden- und Erdtemperatur.
6. Ortsbestimmungen.
7. Höhenmessungen.
8. Niveauveränderungen.
9. Erdbeben.
10. Vulkane.

B. Physik der Hydrosphäre.

1. Physik des Meeres.
2. Quellen und Grundwasser.
3. Seen.
4. Flüsse.
5. Gletscher und Eiszeit.

C. Physik der Atmosphäre (Meteorologie).

1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.
2. Bestandteile der Luft und Beimengungen.
3. Meteorologische Instrumente.
4. Sonnenstrahlung und Ausstrahlung.
5. Lufttemperatur.
6. Luftdruck.
7. Winde und Stürme.
8. Wasserdampf und Wolken.
9. Niederschläge.
10. Klimatologie und Witterungsgeschichte.
11. Praktische Meteorologie.
12. Dynamische Meteorologie.
13. Erforschung der oberen Luftschichten.
14. Meteorologische Optik.
15. Kosmische Einflüsse.
16. Das elektrische Feld der Erde. (Luftelektrizität, Gewitter.)
17. Das magnetische Feld der Erde.
18. Zusammenhang des elektrischen und magnetischen Feldes der Erde. (Erdströme, Polarlichter.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An Stelle des nach Tübingen berufenen Professors Dr. W. Wislicenus in Würzburg wurde der Privatdozent Dr. Tafel zum a. o. Professor ernannt; es wurde ihm als Lehraufgabe die analytische Chemie übertragen.

Der Mathematik-Professor Krazer in Strassburg, früher in Würzburg, hat einen Ruf an das Polytechnikum in Karlsruhe erhalten und angenommen.

Der Privatdozent an der Budapester Universität, Adjunkt am chemischen Institut, Dr. Ludwig Winkler wurde zum a. o. Professor der Chemie daselbst ernannt.

Dem Assistenten am chemischen Institut und Privatdozenten für pharmazeutische Chemie an der Technischen Hochschule in Darmstadt Dr. Georg Heyl ist das Prädikat Professor verliehen worden.

Der Professor der Chemie, Physik und Pharmakognosie Geh. Hofrat Dr. O. Schmidt in Stuttgart tritt mit Ende dieses Semesters in den Ruhestand.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.